PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 18 — 15. September 1937. Redaktionsschluß für Nr. 20 am 1. Oktober 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

K. Bürger, Über ein neues Gerät zur Prüfung der Winkelteilung an Zahnrädern. S. 677.

H. Seemann, Die Verschiedenheit der Dispersion und Linienschärfe von Röntgendispersionsspektren bei Eintritt oder Austritt aus dem brechenden Medium. Die brechende Wirkung dünner Glyzerinschichten auf Quarz. Mit Tafel V und VI. S. 683.

G. C. Wick, Über die Streuung langsamer Neutronen an Atomgittern. II. S. 689.

J. Juilfs, Über die Herkunft der zusätzlichen Ionisation in den Sperrschichten der höheren Atmosphäre. S. 691.

Berichte:

E. Amaldi, Künstliche Radioaktivität durch Neutronen. S. 692.

Besprechungen:

J. Fischer, Einführung in die klassische Elektrodynamik. S. 734.

W. H. George, The Scientist in Action. S. 734.

A. Güntherschulze und H. Betz, Elektrolytkondensatoren, ihre Entwicklung, wissenschaftliche Grundlage, Herstellung, Messung und Verwendung. S. 735.

H. Jebson-Marwedel, Glastechnische Fabrikationsfehler. S. 735.

Fr. Körber, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. S. 735.

Br. Lange, Die Photoelemente und ihre Anwendung. S. 735.

A. Nippoldt, Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. S. 736.

F. Schilling, Pseudosphärische, hyperboisch-sphärische und elliptisch-sphärische Geometrie. S. 736.

K. L. Wolf und H. G. Trieschmann, Praktische Einführung in die physikalische Chemie. S. 736.

Berichtigung. S. 736.

Nachrichten. S. 736.

Gesuche. S. 736.

ABHANDLUNGEN.

Über ein neues Gerät zur Prüfung der Winkelteilung an Zahnrädern.

Von K. Bürger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Unter den Bestimmungsgrößen, die für Güte und Laufeigenschaften hochbeanspruchter und raschlaufender Zahnräder von wesentlicher Bedeutung sind, steht an erster Stelle die Teilung. Teilungsfehler rufen den sog. Kanteneingriff hervor, dessen Folgen Stöße und Erschütterungen und damit unruhiger Lauf, vorzeitige Abnutzung und Zerstörung der arbeitenden Zahnflanken sind. Außerdem müssen in vielen Fällen enge Grenzen für die Teilungsfehler gefordert werden, um für die durch Zahnräder übertragene Drehbewegung an sich eine bestimmte Genauigkeit zu erreichen. Die Entwicklung und richtige Anwendung zuverlässiger Teilungsprüfverfahren und -geräte gehört somit zu den vordringlichsten Aufgaben im Rahmen aller Maßnahmen, die eine Gütesteigerung in der Zahnraderzeugung und eine Erhöhung der Wirtschaftlichkeit durch Schaffung von Zahnradtoleranzen zum Ziel haben.

Allgemeines über Teilungsprüfverfahren.

Grundsätzlich zu unterscheiden ist zwischen der Prüfung der Eingriffsteilung t_e (längs einer an den Grundkreis gelegten Tangente) und der Kreisteilung t als Bogen oder Sehne auf dem Teilkreis oder einem zu diesem konzentrischen Kreis. Die t_e-Messung wird im allgemeinen bei Zahnrädern genügen, die nur in reinen Leistungsgetrieben arbeiten, also z. B. bei allen Fahrzeugantrieben. Für die t_e-Messung gibt es eine Anzahl brauchbarer Prüfgeräte, deren Anwendung keine wesentlichen meßtechnischen Schwierigkeiten bietet. Bei Rädern, die in Genauigkeitsgetriebe eingebaut werden sollen, z. B. in Werkzeugmaschinen, Ziel-, Richt- und Meßgeräte, genügt jedoch die Prüfung von t_e allein nicht. Da es hier in erster Linie auf unbedingte Gleichförmigkeit der durch die Zahnräder übertragenen Drehbewegung ankommt, ist eine Prüfung der Kreisteilung notwendig, und zwar muß man neben den Einzelteilungsfehlern (zwischen je 2 benachbarten Zähnen) auch die Summenteilungsfehler erfassen, die zwischen irgend beliebig weit entfernten Zähnen eines Rades auftreten. Alle Meßverfahren, die unmittelbar nur die Einzelteilungsfehler f_E bestimmen und die Ermittlung der Summenteilungsfehler f_S dann nur durch eine

fortlaufende rechnerische Addition der f_E-Werte ermöglichen, geben für f_S vielfach unzuverlässige Ergebnisse; denn bei einer Summierung zahlreicher Einzelmeßwerte besteht immer die Gefahr, daß der f_S-Verlauf durch die gleichzeitige Summierung der Meßfehler wesentlich gefälscht wird. Außerdem sind die Verfahren, die die Kreisteilung als Sehne mittels zweier Meßstücke erfassen, teilweise mit grundsätzlichen Fehlern behaftet, so daß sie in Fällen, wo man höchste Genauigkeit und volle Verbindlichkeit der Messungen verlangt, die gestellten Forderungen meist nicht erfüllen.

Die Messung der Winkelteilung mittels Prüfkreis.

Eine zuverlässige Bestimmung der Summenteilungsfehler und damit gleichzeitig der Einzelteilungsfehler besteht darin, daß man eine unmittelbare Messung der Teilungsabschnitte des Zahnrades im Winkelmaß vornimmt. Voraussetzung dafür ist natürlich, daß ein Teilkreis sehr hoher Genauigkeit — im folgenden bezeichnet als Prüfkreis — zur Verfügung steht. Alle für diese Art der Prüfung bisher benutzten Anordnungen weisen jedoch eine Reihe von Nachteilen auf. Stets ist die Ablesung zweier um 180° versetzt angeordneter Mikroskope notwendig, um den Einfluß der Eigenexzentrizität des Prüfkreises auszuschalten, was bei großen Zähnezahlen der Prüflinge die Messung sehr zeitraubend gestaltet. Weiterhin ist die genau zentrische Aufnahme der Räder meist sehr schwierig und nur mit ungenügender Genauigkeit durchzuführen. Besonders gilt dies für Räder, die keine durchgehende Bohrung haben. Vor allem aber reichte die Genauigkeit der für diese Art von Prüfgeräten zur Verfügung stehenden Prüfkreise, die günstigstenfalls 3″ bis 4″ betrug, nicht aus. Denn bei einem Rad von 400 mm Durchmesser entspricht einem Winkelfehler von 4″ bereits ein Meßfehler für die Teilung von 4 μ. Dies ist aber bei Rädern, an die höchste Genauigkeitsansprüche gestellt werden müssen, schon nicht mehr tragbar.

Das neue Winkelteilungsprüfgerät der Reichsanstalt.

Aus den kurz angedeuteten Gründen war es notwendig, bei Beginn des Ausbaus der Zahnradprüfeinrichtungen innerhalb der Reichsanstalt ein neues Gerät für die unmittelbare Messung der Winkelteilung zu entwickeln. Beim Entwurf desselben mußte vor allem beachtet werden, daß Räder verschiedenster Größe und äußerer Abmessungen einfach aufgenommen und sicher zentriert werden können. Weiterhin sollte das Gerät die Prüfung von Innenverzahnungen, von Teilscheiben und Lehren für Vielkeilwellen ermöglichen. Hinzu kam die Forderung, daß auch bei der Durchführung umfangreicherer Prüfungsaufträge die Messungen nicht allzulange Zeit in Anspruch nehmen dürfen. Als Prüfkreis stand zur Zeit ein von der Firma Zeiss auf den Markt gebrachter Theodolit zur Verfügung, der mit einem Horizontalkreis von ± 1″ Genauigkeit ausgerüstet ist. Dessen Verwendung bietet neben seiner hohen Genauigkeit noch eine Reihe von Vorteilen, die besonders bei der Prüfung von Zahnrädern gut ausgenutzt werden können.

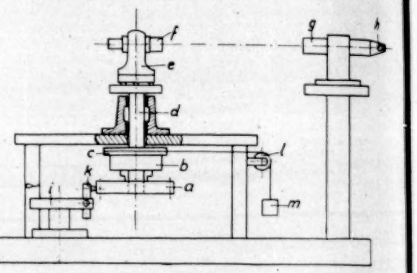

Abb. 1. Schematische Darstellung des Winkelteilungsprüfgeräts:
a = zu prüfendes Zahnrad. b = Spannfutter. c = Zwischenzentrierflansch. d = Hauptwelle. e = Theodolit. f = Fernrohr. g = Kollimator. h = Beleuchtungslämpchen. i = Meßschlitten. k = ausschwenkbarer Rasthebel. l = Umlenkrolle für dünnen Stahldraht. m = Gewicht zur Erzeugung eines konstanten Anlagedruckes am Rasthebel.

In Abb. 1 ist das Meßgerät schematisch dargestellt. Das zu prüfende Rad a wird über das Spannfutter b, den Zwischenzentrierflansch c, die Welle d mit dem Theodoliten e in starre Verbindung gebracht. Der in 3 Richtungen einstellbare Meßtisch i trägt einen ausschwenkbaren Hebel k, gegen dessen kugelig ausgebildetes Ende sich nacheinander die Flanken der einzelnen Zähne des Prüflings anlegen. Hierbei wird ein stets gleichbleibender Anlagedruck durch ein Gewicht m erzeugt, das mittels eines über eine Rolle l geführten Stahldrahtes auf den Flansch c und damit das Rad a ein unveränderliches Drehmoment ausübt. In dem Kollimator g befindet sich eine durch das Lämpchen h erleuchtete Marke, die durch das Theodolitfernrohr f bei jeder Messung als unveränderlich feststehendes Ziel eingefangen wird. Ein wesentlicher Vorteil der Anordnung besteht darin, daß man den Theodoliten selbst auf der drehbaren Welle d nur ganz grob zentrieren braucht; denn eine Exzentrizität desselben hat auf die Messung keinen Einfluß, da zwischen Fernrohr und Kollimator paralleler Strahlengang besteht, d. h. die Zielmarke des

Abb. 2. Gesamtansicht des neuen Prüfgerätes der Reichsanstalt.

Kollimators optisch im Unendlichen liegt. Den äußeren Aufbau des Geräts zeigt Abb. 2. Das Untergestell wurde aus besonders kräftigen Profileisen zusammengesetzt, damit zwischen dem auf einer Gußplatte montierten Hauptteil der

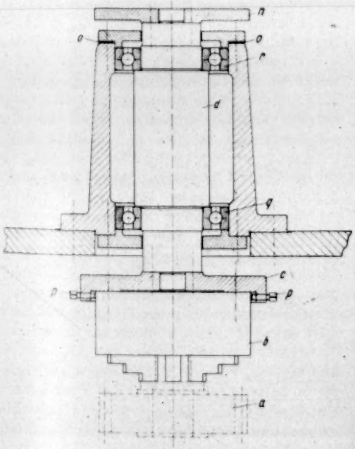

Abb. 3. Schnitt durch die Lagerung der Hauptwelle (Buchstabenbezeichnungen siehe auch Abb. 1.)

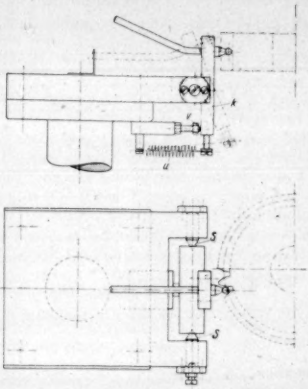

Abb. 4. Lagerung des Rasthebels, an den die Zahnflanken zur Anlage kommen.

Apparatur und dem Kollimator eine unbedingt starre Verbindung besteht.

Wesentlich für die Erreichung der geforderten hohen Meßgenauigkeit sind einige konstruktive Einzelheiten, auf die näher eingegangen werden soll. An die Lagerung der Welle *d* (Abb. 1) mußte die Forderung vollkommener Spielfreiheit in Verbindung mit möglichst kleinem und gleichbleibendem Reibungsdrehmoment gestellt werden. Dies wurde erreicht durch den Einbau zweier Hochschulterkugellager *q* und *r* (Abb. 3) höchster Genauigkeit, die für den vorliegenden Zweck besonders angefertigt wurden. Zur Beseitigung des Lagerspiels sind diese in axialer Richtung verspannt; durch Einlegen von Metallfolien *o*

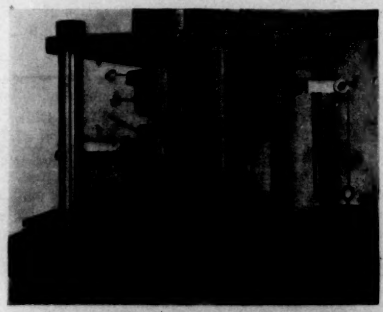

Abb. 5. Seiten-Teilansicht des Geräts mit Meßschlitten, Rasthebel sowie Aufnahmeelementen für das Rad.

verschiedener Dicke unter den oberen Gehäusedeckel n kann die Verspannung der beiden Kugellager verändert werden. Durch Probieren läßt sich auf diese Weise bei immer noch leichter Drehbarkeit der Welle das Lagerspiel vollkommen beseitigen.

Der Flansch c ermöglicht durch Verstellen der vier um je 90° versetzten Feingewindeschrauben p eine genaue Zentrierung des im Futter b eingespannten Dornes, der das Rad aufnimmt. Dabei wird ein Fühlhebel dort angesetzt, wo bei der Messung dann der Prüfling sitzt. Das Futter ist also nur Spannelement, das die starre Verbindung zwischen Aufnahmedorn und Welle herstellt. Mit Hilfe dieser Zwischenzentrierung ist es möglich, den Schlag an der Aufnahmestelle des Rades kleiner als 0,5 μ zu halten.

Ausschlaggebend für die zu erreichende Meßgenauigkeit ist weiterhin die konstruktive Durchbildung und besonders die werkstattmäßige Ausführung des Rasthebels k (Abb. 1). Dieser soll nach dem Herausklappen und Wiedereinlegen seine ursprüngliche Lage unbedingt wieder einnehmen, da ja sein kugeliges Ende den unveränderlichen Festpunkt darstellt, an den sich nacheinander die einzelnen Zähne anlegen. Nach Abb. 4 und 5 ist der Hebel k zwischen kräftig ausgebildeten Spitzen s gelagert, die aber nicht an den Enden von Schrauben angedreht sind, wie das sonst bei feinmechanischen Spitzenlagerungen üblich ist. Die Achsen der beiden Spitzen wurden dadurch genau zum Fluchten gebracht, daß die zylindrisch ausgebildeten Teile in Bohrungen eingedrückt sind, die beide mittels einer Bohrstange in einem Arbeitsgang ausgedreht sind. Der Hebel k legt sich unter Druck der Feder u gegen die eingedrückte Kugel v an, nimmt also dadurch stets seine ursprüngliche Lage wieder ein.

Genauigkeit des Prüfgerätes; Versuchsergebnisse.

Beim Entwurf des Gerätes war die Forderung gestellt, für die Bestimmung des Summenteilungsfehlers an Rädern höchsten Gütegrades eine endgültige Gesamtmeßgenauigkeit von rd. $\pm 1\,\mu$ zu erreichen. Voraussetzung ist dabei, daß die Flanken der Zähne und auch die Bohrung eine entsprechend hochwertige Oberfläche aufweisen. Wie weit das fertige Gerät diese Forderungen erfüllt, sollen einige Meßbeispiele zeigen. Als Fehlereinflüsse sind im wesentlichen folgende Einzelfaktoren zu beachten:

A. Einstell- und Ablesegenauigkeit des Theodoliten.
B. Einfluß der Lagerung des ausschwenkbaren Rasthebels.
C. Genauigkeit und Spielfreiheit der Hauptwellenlagerung.
D. Genauigkeit der Zentrierung des zu prüfenden Rades.

A. Die Einstell- und Ablesegenauigkeit ergab sich aus einer Beobachtungsreihe von insgesamt 180 Einzelablesungen im Mittel zu $\pm 0{,}3''$, die Größtstreuungen lagen innerhalb $\pm 0{,}6''$.

B. Um den Einfluß der Rasthebellagerung zu erfassen, wurde der Hebel 10mal heraus- und wieder eingelegt und jedesmal nach Anlage des gleichen Radzahnes die Winkelstellung

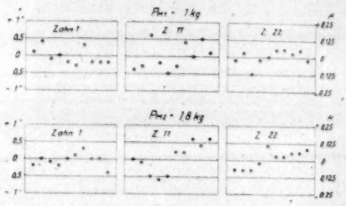

Abb. 6. Streuung der Einzelablesungen nach wiederholtem Aus- und Einlegen des Rasthebels bei zwei verschiedenen Anlagedrücken.

des Rades gemessen. Diese Prüfung erfolgte an drei Zähnen mit je zwei verschiedenen Anlagedrücken $P_{M1} = 1$ kg und $P_{M2} = 1{,}8$ kg. Nach Abb. 6 streuen die Einzelwerte im Mittel $\pm 0{,}3''$ um einen gleich 0 gesetzten Mittelwert, die Größtabweichungen liegen innerhalb $\pm 0{,}6''$. Diese Winkelwerte entsprechen bei dem verwendeten Rad von rund 100 mm ⌀ einer Verlagerung des Zahnflankenanlagepunktes von $\pm 0{,}075\,\mu$ im Mittel und $\pm 0{,}15\,\mu$ für die Größtschwankung. Abb. 6 zeigt auch, daß die Ergebnisse bei den zwei verschieden großen Anlagedrücken im wesentlichen die gleichen sind. Bei diesen Versuchen erhält man also für die Streuungen Werte derselben Größenordnung wie bei Prüfung der Einstell- und Ablesegenauigkeit allein. Damit ist erwiesen, daß die Rasthebellagerung vollkommen spielfrei arbeitet, denn die durch das Ausschwenken und Wiedereinlegen des Hebels hervorgerufenen Fehler liegen innerhalb der Anzeigeempfindlichkeit des Theodoliten.

C. Um über die Zuverlässigkeit der Hauptwellenlagerung Aufschluß zu erhalten, wurde an einem Rad die Winkelteilung von zwei zu zwei Zähnen dreimal gemessen. Dabei blieb das Rad immer in gleicher Einspannung, es erfolgte keine Neuzentrierung, auch die Stellung des Rasthebels blieb unverändert. Falls

also innerhalb der drei Meßreihen Differenzen auftreten, die über die unter A und B gefundenen Größen hinausgehen, so können diese

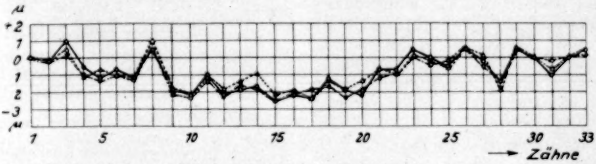

Abb. 7. Ergebnisse bei mehrfacher Wiederholung einer Meßreihe zwecks Prüfung der Spielfreiheit der Hauptwelle.

nur durch Verlagerung der Welle, d. h. durch Schwankungen im Lagerspiel hervorgerufen sein. Die Ergebnisse sind in Abb. 7 übereinander gezeichnet, sie decken sich so gut, daß

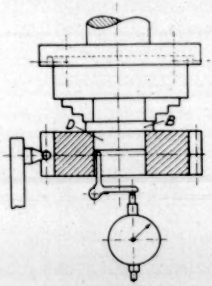

Abb. 8. Unmittelbare Zentrierung des zu prüfenden Rades in der Bohrung.

daraus auf genügende Spielfreiheit der Welle und praktisch gleichbleibendes Reibungsdrehmoment der Lagerung geschlossen werden kann. Die größten Streuungen liegen innerhalb $\pm 0{,}5\,\mu$. Dieses Ergebnis — wie auch die folgenden in Abb. 9 und 11 dargestellten Messungen — ist ein einwandfreier praktischer Beweis dafür, daß auch mit Kugellagern sehr hohe Anforderungen hinsichtlich Genauigkeit und Spielfreiheit erfüllt werden können, allerdings unter der Voraussetzung, daß sie für den entsprechenden Zweck besonders angefertigt werden. Dieser Tatsache ist deshalb Bedeutung beizumessen, weil im vorliegenden Fall von verschiedenen maßgeblichen Seiten gegen den Einbau von Kugellagern Bedenken erhoben worden waren.

D. Zur Beurteilung der endgültigen Gesamtmeßgenauigkeit des Prüfgerätes einschließlich der Unsicherheit der Zentrierung des Prüflings seien noch zwei Beispiele angeführt. An einem Rad ($m = 3$, $z = 33$, $\alpha = 20°$) wurde die Winkelteilung dreimal gemessen nach jedesmaliger Neueinspannung und Neuzentrierung. Aufnahme und Einspannung des Rades erläutert Abb. 8. Das Rad sitzt fest auf dem kurzen Ende D des im Futter eingespannten Dornes. Bei der Zentrierung wird der Schlag durch einen in der Radbohrung angreifenden Innenfühlhebel verfolgt. Eine Unrundheit der Bohrung (im vorliegenden Fall rund $1{,}5\,\mu$) setzt der Zentriergenauigkeit gewisse Grenzen. Nach Abb. 9 liegen die größten Streuungen der drei Meßreihen innerhalb $\pm 0{,}9\,\mu$.

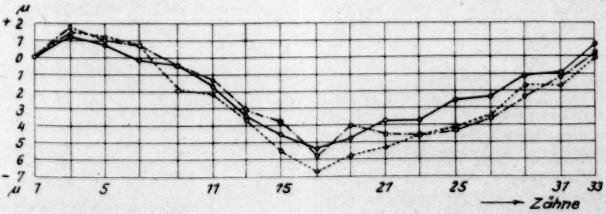

Abb. 9. Wiederholte Messungen nach jedesmaliger Neuzentrierung des Prüflings (Aufnahme nach Abb. 8).

Besser bewährte sich noch eine Aufnahme des Rades nach Abb. 10. Hier ist das Dornende D so in die Radbohrung eingepaßt, daß

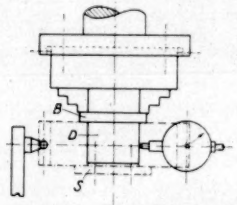

Abb. 10. Aufnahme des Rades auf einem vorher zentrierten, genau in die Bohrung passenden Dorn.

sich das Rad mit einem gewissen Druck von Hand auf- und abnehmen ließ. Die Zentrierung erfolgte am Dorn, dann erst wurde das Rad aufgesetzt und durch eine Scheibe S mittels dreier Schrauben gegen den Bund B gedrückt und damit gegen Drehung gesichert. Die Ergebnisse der drei Meßreihen (wiederum nach jedesmaliger Neuaufnahme des Rades und vollkommener Neuzentrierung des Dorns, der außerdem im Futter um je 120° versetzt wurde) decken sich nach Abb. 11 im wesentlichen innerhalb $\pm 0{,}6\,\mu$. An zwei Stellen beträgt die Größtstreuung $\pm 0{,}8\,\mu$. Daraus geht hervor, daß sich auf diese Weise (Abb. 10) — in die Bohrung genau eingepaßter Dorn, Anpressen des Rades gegen einen Bund — eine einwandfreie Aufnahme und sichere Zentrierung erreichen läßt.

Den Theodoliten nebst Kollimator der Firma Zeiß stellte in dankenswerter Weise die Deutsche Forschungsgemeinschaft zur Verfügung. Der Hauptteil des neuen Prüfgerätes wurde nach Entwürfen der Reichsanstalt von der Firma Loewe-Gesfürel, Berlin angefertigt. Besonderen Dank schuldet der Verfasser in diesem Zusammenhange Herrn Direktor Hegner. Die Sonderanfertigung der beiden Kugellager übernahm die Firma Kugelfischer, Schweinfurt. Der Rasthebel nebst Lagerung wurde in der Werkstatt der Laboratorien für Feinmechanik der Reichsanstalt hergestellt.

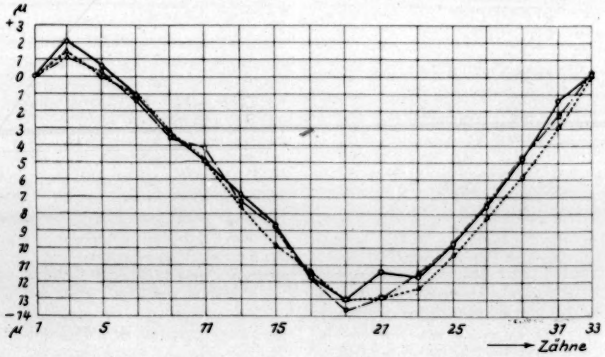

Abb. 11. Wiederholte Messungen nach jedesmaliger Neuzentrierung des Rades (Aufnahme nach Abb. 10).

Berlin, den 6. Juli 1937.

(Eingegangen 28. Juli 1937.)

Die Verschiedenheit der Dispersion und Linienschärfe von Röntgendispersionsspektren bei Eintritt oder Austritt aus dem brechenden Medium. Die brechende Wirkung dünner Glyzerinschichten auf Quarz.

Von H. Seemann[1]).

Mit Tafel V und VI.

Die früher veröffentlichten Brechungsaufnahmen des *Mo-K*-Spektrums an Spaltkanten von Kalkspat[2]) hatten zwar die gesuchte Doppelbrechung nicht erscheinen lassen, besaßen aber eine etwa zehnmal größere Auflösung als die besten bis dahin bekannten Aufnahmen und reichten bis zu den *W-K*-Linien, also um zwei Oktaven weiter ins kurzwellige Gebiet hinein, fast bis zu der intensivsten *Ra-γ*-Strahlengruppe. Dieser große Fortschritt ist nicht nur der Verwendung besserer Spektrographen und Kristalle zuzuschreiben, sondern auch der Wahl einer besseren Methode. Die älteren Autoren benutzen, soweit es in ihren Veröffentlichungen angegeben ist, entweder Prismen von nahe 180°, so daß die Strahlen unter sehr kleinen Glanzwinkeln ein- und austraten, also zweimal kräftig gebrochen wurden, oder sie arbeiteten mit streifendem Eintritt in eine Fläche eines wenig stumpfwinkeligen oder rechtwinkeligen Prismas. Auch in letzterem Falle ließen sie sich offenbar von der Absicht leiten, die bei streifendem Eintritt erheblich größere Dispersion an der Eintrittsfläche auszunutzen.

Verfasser wählte l. c. die umgekehrte Strahlenrichtung an einer stumpfwinkligen Spaltkante von Kalkspat und in der vorliegenden Arbeit an einer fast rechtwinkligen Bruchkante einer Quarz-Einkristallplatte mit einer polierten Fläche, weil es sich sogleich bei den l. c. beschriebenen Aufnahmen zeigte, daß bei dieser Einstrahlungsrichtung eine vielfach höhere Auflösung und auch größere Dispersionswerte erreicht werden konnten. Diesem Umstand in erster Linie waren die Erfolge zu danken. Bei Benutzung der von den anderen Autoren gewählten Strahlenrichtung waren die Spektren ungefähr ebenso mangelhaft und zu feineren Messungen unbrauchbar wie bei jenen. Bei den Arbeiten an Kalkspat schien es nicht sicher, ob die Abhängigkeit von der Strahlenrichtung etwa von der Beschaffenheit der zweiten, sehr wenig brechenden Kantenfläche abhinge.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich in der Hauptsache mit dieser Nichtumkehrbarkeit der Strahlenrichtung. Die Erscheinung ist um so auffallender, als alle anderen neu gefundenen Tatsachen die beste Übereinstimmung mit der lichtoptischen Brechung ergeben. Als einzige Unterschiede bleiben, außer der Energie der Strahlungen selbst, die sehr schmalen Strahlenbündel und die nach wenigen Bogenminuten zählenden Ein- und Ausfallswinkel übrig. Hier also ist zuerst nach Anhaltspunkten zu suchen.

Es mögen zunächst die Vergleiche zwischen Kalkspat und Quarz beschrieben werden. Die früheren Resultate mit Kalkspat und *Mo*-Strahlung wurden an Schärfe bei Quarz nicht ganz erreicht. Da Quarz nicht kristallinisch spaltbar ist, sondern glasartige muschelige Bruchflächen besitzt, konnten nur natürliche Wachstumskanten benutzt werden. Diese sind jedoch meist verletzt. Es wurde daher ein anderes Verfahren zur Herstellung molekular scharfer Kanten gewählt.

Von einem mit Röntgenspektralaufnahmen geprüften, hervorragend gewachsenen Stück wurde eine 4 mm dicke Platte parallel einer Hauptkristallisationsfläche geschnitten und mit höchster Sorgfalt und Schonung bei geringstmöglicher Druckanwendung poliert. In diese

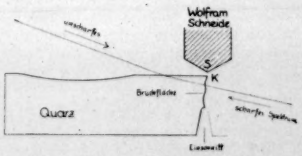

Fig. 1. Der Einfallsglanzwinkel, die Dicke des wirksam brechenden Prismas bei K (Eindringungstiefe) und die Tiefe der konkaven Fehlerstelle (links oben) sind sehr stark übertrieben dargestellt. Bei maßhaltiger Ausführung der Zeichnung würden alle drei in der Linienbreite von 0,2 mm vollständig verschwinden. Die Pfeile geben die Strahlenrichtung an, bei der die Brechung scharf oder unscharf ausfällt, wie Fig. 6, 9 und 11 bzw. 5, 8 und 10 auf der Tafel zeigen. Die andere Hälfte der durchgebrochenen Quarzplatte besaß dieselben Eigenschaften.

Platte wurde mit einer scharfrandigen Schleifscheibe eine schmale, 2 mm tiefe Nute geschliffen (Fig. 1), um sie bequem durchbrechen zu können. Das Brechen geschah mit beiden Händen, genau wie beim Brechen geritzter Glasplatten, jedoch mit größtmöglichstem Zug in entgegengesetzter Richtung von der Bruchstelle. Die Platte wurde also mit aller Kraft auseinandergerissen bei gleichzeitiger Knickung.

1) Vortrag, gehalten auf der Tagung des Gauvereins Baden-Pfalz und Württemberg der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 27. Februar 1937 in Freudenstadt.

2) H. Seemann, Physik. Zeitschr. **35**, 329 bis 336, 1934.

Die Bruchfläche geriet so, daß sie von einer Glasscheibenbruchfläche nicht zu unterscheiden war. Die Bruchkante war bei 20 mm Länge etwas gekrümmt mit einer Segmenthöhe von $^1/_4$ mm in dem Gebiet, das an der Erzeugung der Linien beteiligt war.

Diese Umstände sind für die zu beschreibenden Resultate wichtig, denn es zeigte sich, daß die von den älteren Autoren gefundene Unschärfe der Spektrallinien sich nur dann bemerkbar macht, wenn der zu brechende Primärstrahl in die polierte Fläche ein- und aus der muscheligen Bruchfläche wieder heraustrat. Bei diesem Strahlengang waren auf keine Weise gleichmäßig scharfe Linien zu erreichen, bei umgekehrter Strahlenrichtung dagegen ausnahmslos bei allen Variationen des Einfalls- bzw. Austrittswinkels, der sonstigen Stellung der Platte und der Schneide S.

Die Bruchfläche sollte weder bei Eintritt noch bei Austritt eine merkliche Brechung der Strahlen verursachen, da Einfallswinkel bis 45° keine direkt meßbare Brechung ergeben. Nur wenn die Neigung gegen die Strahlenrichtung weniger als 10° betragen hätte, wäre eine merkliche Beeinflussung des Strahlenganges denkbar. Sie war aber in der Nähe der brechenden Kante überall größer als 60°.

Vollends ist keine Erklärung dafür auffindbar, daß die an sich erhebliche Krümmung der Bruchfläche beim Austritt der Strahlen aus ihr die bereits vorher um wenige Bogenminuten abgebrochenen Strahlen beeinflussen sollte, bei Umkehr dieser Reihenfolge aber nicht. Auch wenn Polarisation dabei aufträte, könnte sie sich nicht in Form von Unschärfe der Linien äußern.

Der am nächsten liegende Gedanke ist der, nach einer Verschiedenheit des Strahlenganges im Innern der durchstrahlten Prismenkante in beiden Richtungen zu suchen.

Um sich hierüber Rechenschaft geben zu können, muß zunächst die Absorptionswirkung des Prismas erörtert werden, die die Breite des Strahlenbündels bedingt. Die Begrenzung des gebrochenen Strahlenbündels ist in Fig. 1 durch das sehr spitzwinkelig zu denkende Dreieck des Quarzes zwischen K und dem eingezeichneten Strahl gegeben, wenn die Wellenlänge dieses Strahles etwa der Zehntelwertschicht der benutzten Strahlung im Quarz entspricht.

In Fig. 2 ist das Dreieck mbc der Längsschnitt dieser „wirksamen Prismendicke" des Kristalls. Da bc sehr klein gegen mb ist, so ist die „wirksame Brechungsfläche" mb unabhängig von dem immer sehr kleinen $\sphericalangle bmc$. Damit scheidet die Länge dieser „wirksamen Brechungsfläche" als Ursache für die Verschiedenheit der Spektren bei Strahlenrichtungsumkehr aus. Es bleibt nur die Verschiedenheit der Werte der „wirksamen Prismendicke" bc bei verschiedenen Winkeln bmc. Es wurden zur Prüfung dieser Abhängigkeit unter stark veränderten Ein- und Ausfallwinkeln Aufnahmen gemacht. Sie zeigen keinen erkennbaren Breitenunterschied der erzeugten Spektrallinien. Diese sind vielmehr immer um ein Vielfaches breiter als die berechneten Dicken von bc. Schon die Divergenz der Primärstrahlen bedingt eine Verbreiterung, die

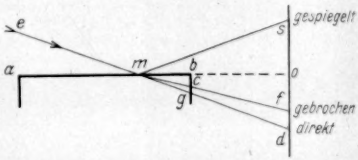

Fig. 2.

größer ist als bc. Der in 1 m Abstand von b aufgestellte Spalt war 0,01 mm weit. Die photographischen Filme waren 150 cm vom Kristall entfernt.

Die integrale Helligkeit der Linien sollte in erster Annäherung proportional dem Sinus des Einfallsglanzwinkels zunehmen (oder wegen dessen Kleinheit dem Glanzwinkel selbst), da die Länge der „wirksamen Brechungsfläche" mb konstant bleibt, wie oben erläutert, und daher der Querschnitt des hindurchgebrochenen Strahlenbündels dem Glanzwinkel direkt proportional ist.

Messungen dieser Art wurden nicht ausgeführt. Es schien, als ob die Helligkeit, d. h. die Expositionszeiten, bei allen überhaupt in Frage kommenden Winkeln ema ziemlich gleich waren. Nur bei großer Annäherung an den Grenzwinkelbereich der Totalreflexion beginnt die Helligkeit der gebrochenen Linien schnell abzunehmen.

Auch die Unterschiede der Linienschärfe in beiden Fortpflanzungsrichtungen der Strahlen verschwinden nicht bei stark variierten Ein- bzw. Ausfallswinkeln ema. Die Erscheinung hängt also nicht von der Dicke des „wirksamen Prismas" ab. Es muß nach andern Ursachen gesucht werden.

Dazu mögen zunächst die Dispersionsgesetzmäßigkeiten bei verschiedenen Einfalls- bzw. Austrittswinkeln betrachtet werden. Schaltet man anormale Dispersion bzw. Absorptionssprünge zwischen der zu betrachtenden Wellenlänge aus, wie es im vorliegenden Falle von Mo-K-Strahlen und Quarz ohne weiteres zulässig ist, so kann man die Dispersion bei den vorliegenden, äußerst kleinen Glanzwinkeln nur aus dem Snelliusschen Gesetz ableiten, indem man

also die brechende Kraft des Prismenmaterials als proportional mit dem Quadrat der Wellenlänge steigend annimmt. Dann läßt sich mit Hilfe der in Fig. 3 ausgeführten graphischen Darstellung des Snelliusschen Gesetzes auch die Verschiedenheit der Dispersion bei Umkehr der Strahlenrichtung leicht erklären.

Die Sinusskalen des linken oberen und rechten unteren Quadranten sind hergestellt worden durch das Eintragen von Sinuslinien als Lote auf MN, die von M bzw. N aus linear zunehmende Längen besitzen, aber nicht paarweise gleich lang sind. Der Quadrant NB wurde durch 32 Lote bzw. Sinuslinien, von denen $5'C$ die längste ist, in ebensoviel Bogenskalenteile geteilt, der Quadrant MA dagegen in 36 Bogenskalenteile. Von letzteren ist der mit der Ziffer 5 bezeichnete der 32. Ihm kommt eine besondere Bedeutung zu. Der Winkel $5CA$ ist der Grenzglanzwinkel der Totalreflexion einer Röntgenstrahlung, die von 5 nach C einfällt und dann streifend nach $5'$ gebrochen wird.

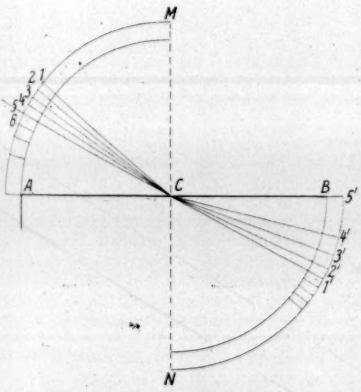

Fig. 3. Graphische Darstellung der Dispersionsverschiedenheit aus dem Snelliusschen Gesetz. Das dichtere Medium liegt unterhalb der brechenden Fläche AB.

Der Brechungsindex n dieser Strahlung, bezogen auf das unterhalb AB zu denkende brechende Medium, ist in der graphischen Darstellung der Fig. 3 gegeben durch das Längenverhältnis des Lotes von 5 auf MC (Sinuslinie) zum Radius $C5'$. Das Snelliussche Gesetz sagt aus, daß die Lotepaare mit gleichen Ziffern der Bogensinusskalen in den beiden Quadranten im gleichen Längenverhältnis n zueinander stehen. Bezeichnet man die Lote mit $L1$, $L2$ usw., so gilt:

$$n = \frac{L1}{L1'} = \frac{L2}{L2'} = \frac{L3}{L3'} = \frac{L4}{L4'} = \frac{L5}{L5'} .$$

Läßt man die gleiche Strahlung von 6 aus nach C einfallen, so wird sie nicht mehr gebrochen, sondern nach oben rechts total reflektiert.

Verkleinert man dagegen die Wellenlänge der Strahlung gemäß Gleichung (1) um so viel, daß sie von 6 aus wiederum nach $5'$ fällt und läßt dann beide Strahlungen gemeinsam von $5'$ aus streifend nach C gelangen, so dispergieren beide beim Austritt aus C nach 5 und 6 hin. Läßt man sie gemeinsam von $4'$ aus nach C einfallen, so dispergieren sie nach 4 und 5 hin, davon die eine, wie oben ausgeführt, genau nach 4 hin, die andere dagegen nicht ganz genau nach 5. Auf jeden Fall ist die Dispersion bei diesem „streifenden Austritt" gering, weil der Austritt in einem Bereich der Bogenskala erfolgt, in dem die Skalenteile klein sind.

Bei umgekehrter Strahlenrichtung ist es dagegen anders. Die gebrochenen Strahlen fallen in das Gebiet der nach dem Sinusgesetz größten Skalenteile. Das kann man sich leicht klarmachen, indem man nunmehr die beiden Wellenlängen gemeinsam vom Punkt 5 aus nach C einfallen läßt. Dann gelangt die eine Welle, wie oben vorausgesetzt, genau nach $5'$, die kürzere Welle dagegen nur annähernd nach $4'$. Der genaue Auftreffpunkt liegt um $^1/_{32}$ Skalenteil oberhalb $4'$, denn die eingezeichnete Skala von 32 Teilen paßt nur zu der längeren Wellenlänge. Für die kürzere, deren Totalreflexionsglanzwinkel $6CA$ ist, müßte eine neue Skala von 33 Teilen in den Quadranten NB eingetragen werden.

Da das Winkelgebiet der Röntgenbrechung so klein ist, daß es in Fig. 3 fast ganz innerhalb der dick ausgezogenen Linie AB läge, ist die graphische Darstellung zur quantitativen Verwendung unbrauchbar. Um die Dispersionsunterschiede bei streifendem Einfall und streifendem Ausfall zahlenmäßig zu gewinnen, muß man die Dispersionsformeln für beide Fälle ableiten. Es genügt für den vorliegenden orientierenden Zweck, nur das Snelliussche Gesetz zugrunde zu legen und die Proportionalität des Quadrates der Wellenlänge mit dem Brechungsexponenten δ vorauszusetzen.

Dann gilt nach Fig. 4

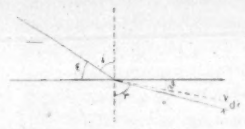

Fig. 4. Röntgenbrechung bei Einfall vom dünneren Medium (oben) in das dichtere: $\frac{\sin i}{\sin r} = n < 1$. ε = äußerer Glanzwinkel, ϑ = innerer Glanzwinkel.

I. Fester Einfallswinkel i in Luft

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n = 1 - \delta = 1 - k\lambda^2 \qquad (1)$$

$$k\lambda = \frac{\delta}{\lambda}$$

$$-\frac{\sin i \cos r}{\sin^2 r}\, dr = -k\lambda \cdot d\lambda = -2\,\frac{\delta}{\lambda} \cdot d\lambda$$

$$dr = \frac{\sin^2 r}{\sin i \cdot \cos r}\,\frac{2\delta}{\lambda} \cdot d\lambda\,.$$

Bei streifendem Eintritt wird

$$\sin r = 1; \qquad \sin i = 1; \qquad \cos r = \sin \vartheta = \vartheta;$$

demnach

$$dr = \frac{1}{\vartheta} \cdot \frac{2\delta}{\lambda} \cdot d\lambda \qquad (2)$$

(Dispersionsformel für streifenden Eintritt).

II. Fester Einfallswinkel r im brechenden Medium Gleichung (1) nach di differentiiert:

$$\frac{\cos i}{\sin r}\, di = -2k\lambda \cdot d\lambda = -2\,\frac{\delta}{\lambda} \cdot d\lambda$$

$$di = -\frac{\sin r}{\cos i} \cdot \frac{2\delta}{\lambda} \cdot d\lambda\,.$$

Bei streifendem Austritt wird wie oben

$$\sin r = 1; \qquad \cos i = \sin \varepsilon = \varepsilon.$$

Die Dispersionsformel für streifenden Austritt aus dem brechenden Medium lautet demnach:

$$di = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{2\delta}{\lambda} \cdot d\lambda\,. \qquad (3)$$

Dividiert man Gleichung (2) durch Gleichung (3), so ergibt sich

$$\frac{dr}{di} = -\frac{\varepsilon}{\vartheta}\,. \qquad (4)$$

Das bedeutet: Wenn zwei wenig verschiedene Röntgenwellenlängen in gemeinsamem Strahl in das brechende Medium einfallen, so ist die im Innern des Mediums auftretende Dispersion größer, als wenn beide Wellenlängen in gemeinsamem Strahl denselben Weg rückwärts im brechenden Medium beginnen und die Dispersion beim Übergang in Luft eintritt. Der Betrag der Dispersion in das dichtere Medium hinein verhält sich zum Betrage der Dispersion in das dünnere Medium wie der Einfallsglanzwinkel im dünneren Medium zum Einfallsglanzwinkel im dichteren Medium, wenn letztere beiden Winkel durch das Snelliussche Gesetz für eine mittlere Wellenlänge zwischen den beiden dispergierenden miteinander verknüpft sind.

Die Dispersion bei streifendem Austritt von rechts nach links ist also im Verhältnis $\frac{\vartheta}{\varepsilon}$ kleiner als die Dispersion bei streifendem Eintritt (von links nach rechts). $\frac{\vartheta}{\varepsilon}$ ist aber das auf dem Spektrum (Fig. 5) erkennbare Verhältnis der Abstände der Linien zum direkten Strahl einerseits und zur Nullinie mo (Fig. 2) andererseits. Die Nullinie ist auf Fig. 5 die Mittellinie zwischen dem Primärstrahl ganz links und dessen Spiegelbild ganz rechts. Der Unterschied der Dispersion in beiden Richtungen ist also für den Wert von $\frac{\vartheta}{\varepsilon}$, der bei Aufnahme der Fig. 5 benutzt wurde, 30 Proz. Das ist sehr beträchtlich, vermag indessen keine Erklärung für die verschiedene Schärfe in beiden Strahlenrichtungen zu liefern, da der Strahlengang jeder Wellenlänge in beiden Richtungen gleich ist, wie oben gezeigt wurde.

Der überzeugendste Beweis für die Unabhängigkeit der Schärfe vom Strahlengang im Innern der „wirksamen Prismenkante" ist der, daß die beobachteten Unterschiede der Schärfe der Linien auch bei nicht maximal brechenden Einfallswinkeln eintreten. Wählt man also beim streifenden Einfall einen so großen Einfallsglanzwinkel, daß die Dispersion ebenso klein ausfällt, wie es bei umgekehrter Strahlenrichtung nur bei fast streifend unter der Oberfläche (von rechts) eintretenden Strahlen (von $5'$ nach C in Fig. 3) erreicht wird, so sind die Schärfenunterschiede dennoch in vollem Ausmaß vorhanden.

Da die obigen geometrischen Überlegungen demnach keine Anhaltspunkte für die Ursache der Nichtumkehrbarkeit des Brechungsvorgangs bieten, bleibt, abgesehen von Fehlerquellen, noch übrig, nach wellenoptischen Erklärungen

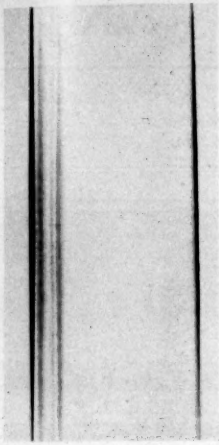

Fig. 5. Quarz/*Mo-K*-Serie. Streifender Einfall. Vgl. Fig. 2. Links *d*, rechts *s*. Abstand Kristall—Platte 150 cm. Bei größtmöglicher Dispersion unscharfe Vergrößerung etwa 4 fach.

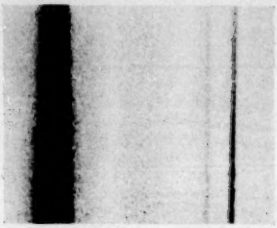

Fig. 6. Quarz/*Mo-K*-Serie. Strahlengang umgekehrt wie in Fig. 5 und 8. Kleinstmöglicher Einfallsglanzwinkel ε größte Dispersion, größte Schärfe bei 150 cm Abstand Kristall—Platte. Vergrößerung etwa 14 fach.

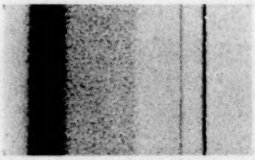

Fig. 7. Kalkspat/*Mo-K*-Serie. Aufnahmebedingungen wie Fig. 6. Unterschied: Natürliche Spaltungskante.

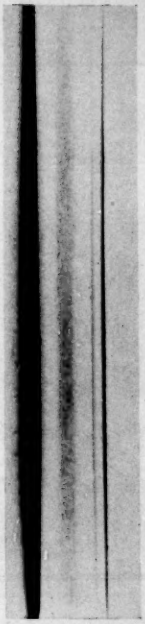

Fig. 9. Quarz/*Mo-K*-Serie. Aufnahmebedingungen wie bei Fig. 6. Unterschied: Wiedergabe in vollständiger Länge bei nur 6facher Vergrößerung.

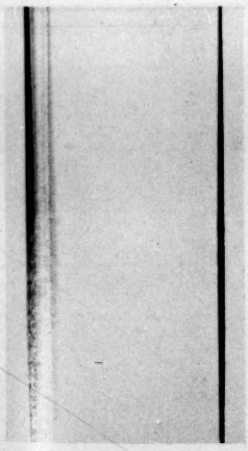

Fig. 8. Quarz/*Mo-K*-Serie. Wie Fig. 5. Einfallsglanzwinkel ε etwas größer. Daher geringere Dispersion. Unschärfe dieselbe.

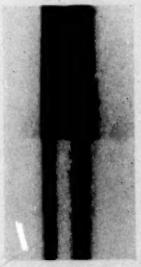

Fig. 10. Quarz/*Mo-K*-Serie. Untere Hälfte mit Zirkon gefiltert. Streifender Einfall wie bei Fig. 5 und 8. Abstand 50 cm. Vergrößerung 14 fach. $K\alpha$-Linie nicht erkennbar.

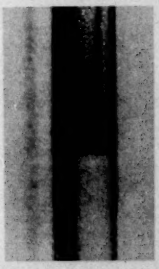

Fig. 11. Quarz/*Mo-K*-Serie Untere Hälfte Zirkonfilterung. Streifender Austritt wie bei Fig. 9. Abstand jedoch nur 50 cm. Vergrößerung 14 fach. Dispersion kleiner. $K\alpha$-Linie genau differenziert, $K\beta$-Linie selektiv vollständig absorbiert.

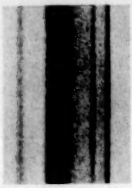

Fig. 12. Quarz/*Mo-K*-Serie. Streifender Ausfall. Abstand Kristall—Platte 50 cm. Grobe Aufnahmebedingungen etwa wie in Fig. 11 oben.

Fig. 13. Quarz/*Mo-K*-Serie. Streifender Ausfall. Untere Spitzen der Aufnahme Fig. 5. Vergrößerung vom Original 7fach. Trotz feinstem Spalt, 150 cm Abstand Kristall—Platte, und höchst erreichbarer Dispersion weit unschärfer als die rohe Aufnahme Fig. 12.

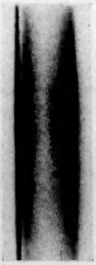

Fig. 14. Wenig Glyzerin.

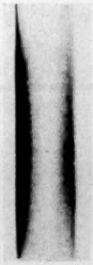

Fig. 15. Viel Glyzerin.

Wirkung von Glyzerinschichten auf der brechenden Quarzfläche bei Dispersionsspektren von der Art der Fig. 5—11. Unabgelenkter Primärstrahl links.

Auf allen Aufnahmen der beiden Tafeln ist die links liegende tiefschwarze Linie die Spur des ungefilterten (nur in Fig. 10 und 11 auch des gefilterten) Primärbündels, das zwischen der Schneide *S* und dem Kristall (Fig. 1) hindurchfällt, ohne gebrochen oder absorbiert zu werden. Wenn diese Nullinie nicht durch Überexposition verbreitert ist, bildet ihre rechte Kante den Nullpunkt des Spektrums. Rechts der Nullinie ist auf den besten Aufnahmen das Bremsspektrum erkennbar, z. B. in Fig. 5, 6 und 9. Ob die linken Kanten dieser Bande mit der Minimumwellenlänge identisch sind, erscheint zweifelhaft. Jedoch entspricht die rechte Kante der Silberbandkante, insbesondere auf Fig. 7 und 9. Der Teil des Bremsspektrums rechts der *Ag*-Bandkante wird von der photographischen Schicht zu wenig absorbiert, um in der Reproduktion zu erscheinen. Die beiden Spektrallinien bilden daher den Abschluß des Spektrums auf der langwelligen (rechten) Seite. Die in Fig. 11 und 12 links von der Nullinie erkennbare diffuse Linie könnte das vom Wolframprisma erzeugte Dispersionsspektrum sein, aber wegen dessen Unduldsamkeit wohl nur das des harten Bremsspektrums. Es muß spiegelbildlich zu dem vom Kristall zerstreuten Spektrum auf der anderen Seite der Nullinie liegen und kann daher das Kristallspektrum nicht überlagern.

zu suchen. Als solche kommt z. B. der Umstand in Frage, daß beim streifenden Eintritt (von links in Fig. 1) die ganze, stark brechende Fläche von den einfallenden Wellen getroffen wird, beim streifenden Austritt aber nicht, weil die brechende Kante dank ihrer starken Absorption dafür sorgt, daß die ganze strahlenbrechende Fläche mit Ausnahme des kurzen Stückes *mb* (Fig. 2) an der eigentlichen Kante im Schatten bleibt. Die Fläche kann also kaum einen Einfluß auf die Ausbildung der aus den Materiefeldern auftauchenden Wellen ausüben. Bei umgekehrter Richtung (streifender Einfall) könnte man jedoch eine Art streifende Dämpfung des sehr dünnen Wellenkeiles *ema* annehmen, die durch Randabsorption der Strahlen auf dem langen Wege über die Oberfläche hervorgerufen wird. Das käme einer Beugung per Distanz gleich, denn der kleine Teil der Welle, die durch die äußerste Kante *mbc* hindurchdringt und das Spektrum entwirft, müßte durch diese Stauung des Hauptwellenkeils *ema* an der sehr lang zu denkenden Fläche *ma* eine Art Vorbeugung erfahren, die ihn schon streuend ablenkt, bevor er zur eigentlichen Brechung kommt.

Diese Vorstellung einer Randwirkung zwischen statischen und dynamischen Feldern führt dazu, der gestauten Welle eine schwache Materieeigenschaft zuzuschreiben.

Der Umstand, daß in der Lichtoptik derartige Erscheinungen nicht bekannt sind, könnte damit erklärt werden, daß so kleine Eintrittswinkel wegen der Fresnelschen Spiegelung nicht vorkommen können. Der kleine Energiebruchteil der lichtoptischen Welle, der in das absorbierende Medium noch eintritt, vermag bei ihrer Abbremsung dicht an der Oberfläche keine merkliche Rückwirkung auf die weitereilende Welle auszuüben.

Die Röntgenstrahlen dagegen dringen bei den vorliegenden Versuchen fast ganz ein, da Brechung nur außerhalb des Gebietes der Totalreflexion, also bei Glanzwinkeln größer als 7 Bogenminuten, möglich ist.

Der Umstand, daß die Unschärfe der Linien bei streifendem Eintritt sich nicht gleichmäßig über die ganze Länge erstreckt, könnte als Einwand gegen die obigen Erklärungsversuche benutzt werden. Die Enden der Linien sind schärfer (Fig. 5 und 8). Man kennt diese Erscheinung aber aus der Röntgenspektroskopie als Folge ungleichmäßig starker Helligkeit sowohl in der Längsrichtung als in der Querrichtung. Die Helligkeitsabnahme der Linien an den Enden ergibt sich aus der Divergenz des benutzten bandförmigen Strahlenbündels in dessen Ebene. Die größere Schärfe der Enden kann daher ohne weiteres auch mit einer an sich ungleichmäßigen Schwärzungsverteilung in der Querrichtung erklärt werden.

Andere Bedenken stützen sich darauf, daß die Ebenheit der Quarzfläche in der Nähe der brechenden Kante *mb*, etwa zwischen *a* und *m* (Fig. 2) zu wünschen übrig ließ. Sie war dort etwas konkav, so wie es Fig. 1 oberhalb des Wortes Quarz in starker Übertreibung zeigt. Die Neigung der Kalottenwände betrug maximal 30 Sekunden. Da das Minimum des zur Brechung benutzten Glanzwinkels 6 Minuten betrug (Grenzglanzwinkel der Totalreflexion), so ist eine Spiegelung des einfallenden, sehr genau parallelen Bündels in dieser flachen Mulde kaum denkbar, ganz abgesehen von der Unmöglichkeit eines solchen schief gespiegelten Strahles, den Kristall zu durchdringen und sich der abgebrochenen Linie zu überlagern, da diese ja unterhalb des Primärstrahls liegt (vgl. Fig. 2). Alle irgendwie schief gespiegelten Strahlen können sich demnach nur oberhalb *o* bemerkbar machen. Eine Überlagerung über jede einzelne Linie bei *f* stößt auf unlösbare Widersprüche.

Ernster zu nehmen ist schon der Hinweis darauf, daß die Bruchkante in der Ebene der brechenden Fläche krumm war, wie oben beschrieben. Wenn diese Krümmung Einfluß auf den Brechungsvorgang hätte, müßte sie es aber auch bei umgekehrter Strahlenrichtung haben, was nicht der Fall ist. Außerdem ist die Art der Unschärfe der Linien bei beiden Bruchstücken, dem konkav berandeten und dem konvex berandeten, sehr nahe gleich (vgl. Fig. 5 und 8), soweit es die nicht genau gleichen Expositionszeiten erkennen lassen. Gerade die Tatsache, daß das andere Bruchstück der Quarzplatte die Erscheinung nahezu ebenso zeigt, weist auf die erörterten wellenoptischen Gründe hin. Nur die Randbedingungen der eintauchenden und der auftauchenden Welle sind bei Umkehr der Strahlenrichtung wesentlich verschieden.

Da es sich um Quarz handelte, wurde auch nicht unterlassen, dielektrische Verschiebung in Erwägung zu ziehen, insbesondere durch das Zerreißen der Quarzplatte hervorgerufene piezoelektrische Effekte, obwohl es bekannt ist und nochmals nachgeprüft wurde, daß alle Ladungen gerade durch Röntgenbestrahlung schnell aufgehoben werden.

Es wurde der Versuch unternommen, etwa vorhandene oder während der Expositionen sich bildende Oberflächenladungen abzuleiten, indem die polierte Oberfläche, die in ihrer ganzen Ausdehnung von den einfallenden Strahlen getroffen wird, mit einer sehr dünnen Schicht Glyzerin überzogen wurde.

Der Erfolg war in anderer Hinsicht überraschend. Die Spektrallinien wurden nicht schärfer, sondern um so verschwommener, je deutlicher man die verschieden ausgeführten Glyzerinüberzüge und ihre Unregelmäßigkeiten mit unbewaffnetem Auge im fast streifend reflektierten Licht erkennen konnte. Die Verzerrung der Linien ist nahezu ebensogroß, als wenn man schmale optische Lichtbündel an der Fläche spiegeln läßt. Die Röntgenstrahlen verhalten sich hier also bei der Brechung fast so wie das optische Licht bei der Spiegelung. Ausschlaggebend ist die Grenzfläche gegen Luft, auch wenn diese die Strahlen sehr wenig absorbiert.

Der Grund dafür, daß die Brechung Luft/Glyzerin viel wirksamer für die Bildverzerrung ist als die zweite geometrisch exakte Brechung Glyzerin/Quarz, ist der, daß die Größe des Ablenkungswinkels ganz überwiegend vom Snelliusschen Gesetz, d. h. von den sehr kleinen Abweichungen der Glanzwinkel an den Unebenheiten der Glyzerinschicht, abhängt und sehr wenig von den kleinen Unterschieden der brechenden Kraft des festen und flüssigen Mediums.

Es kann kaum ein Experiment gedacht werden, das die gemeinsam wellenoptischen Gesetzmäßigkeiten des Lichtes und der mittelharten und sehr harten Röntgenstrahlen überzeugender dartut, denn wenn man bei Rauminterferenzreflexion Glyzerin oder andere Flüssigkeiten auf die Kristalle aufbringt, bleibt die Schärfe der Interferenzlinien voll erhalten. Es entsteht lediglich eine Überlagerung durch diffuse Streuung der Flüssigkeiten.

Eine Antwort auf die gestellte Frage nach den Ursachen der Unschärfe der Brechung bei streifendem Einfall gibt das Glyzerinexperiment leider nicht. Wenn überhaupt Spuren von Glyzerin vorhanden sind, sind die Linien in beiden Richtungen so unscharf, daß ein Unterschied nicht mehr feststellbar ist.

Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die beschriebenen Erscheinungen auch bei den früher l. c. gefundenen Anomalien der Totalreflexion bei kleinsten Glanzwinkeln von weniger als $^1/_2{}'$ eine Rolle gespielt haben.

Berichtigend sei festgestellt, daß dort die letzten 13 Zeilen einschließlich der Fußnote auf S. 335 bei Kürzung des Textes während der Drucklegung versehentlich stehengeblieben sind. Sie haben keinen sachlichen Zusammenhang mit dem gekürzten Text.

Zusammenfassung.

Die Schärfe von *Mo-K*-Linien bei Brechung an Quarzkanten ist stark verschieden bei entgegengesetzter Strahlenrichtung (streifender Einfall oder streifender Ausfall). Während die Dispersion beim Einfall in das brechende Medium beträchtlich größer ist als beim Ausfall, bezogen auf den gleichen Wert des Glanzwinkels ε (Fig. 4) einer der beiden betrachteten Wellenlängen, sind dennoch größere Dispersionswerte $d\varepsilon$ bei der umgekehrten, theoretisch ungünstigeren Strahlenrichtung zu erreichen, weil bei letzterer eine unerklärliche Entartung der Spektren eintritt. Sie besteht darin, daß die Spektren bei jedem Wert von ε unscharf sind und bei Annäherung von ε an den Grenzwert der Totalreflexion viel früher erblassen und verschwinden als beim Strahlenaustritt aus der brechenden Fläche in die Luft. In letzterem Falle ist also der Grenzwinkel der Totalreflexion viel schärfer definiert, obwohl (oder weil?) es bei dieser Fortpflanzungsrichtung der Wellen zu einer Totalreflexion nicht kommen kann. Es wird ein Versuch einer wellenoptischen Deutung gegeben. Dünne Glyzerinüberzüge über die brechende Kante verursachen eine starke, unregelmäßige Brechung, die die Brechung an der Quarzoberfläche so gut wie ganz verdeckt, im Gegensatz zu der unmerklichen Störung, die die gleichen Schichten auf die Rauminterferenz des Kristalls ausüben.

Zur Ausführung der Aufnahmen wurden namhafte Mittel von der Freiburger Wissenschaftlichen Gesellschaft freundlichst zur Verfügung gestellt.

Freiburg i. Br., 15. Juni 1937. Laboratorium des Verfassers.

(Eingegangen 17. Juni 1937.)

Über die Streuung langsamer Neutronen an Atomgittern. II.

Von G. C. Wick.

In einer früheren Arbeit unter demselben Titel[1]) wurde die Streuung der Neutronen an Kristallen untersucht. Dabei wurden die Komplikationen, welche wegen Isotopie und Kernspin auftreten können, nicht berücksichtigt. Daß der Kernspin in dieser Beziehung interessant ist, hätte ich sofort einsehen müssen, war mir doch seine Bedeutung aus einem ähnlichen Problem (Streuung an Ortho- und Parawasserstoff)[2]) sehr wohl bekannt. Herrn Dr. Placzek bin ich sehr zu Dank verpflichtet dafür, daß er mich auf den entscheidenden Einfluß von beiden obenerwähnten Faktoren hingewiesen hat.

Die Isotopie wird dann eine wichtige Rolle spielen, wenn Isotope mit stark verschiedener Streukonstante (siehe unten) in vergleichbarer Menge vorhanden sind. Der Kernspin wird sich bemerkbar machen, wenn eine starke Koppelung zwischen Kern- und Neutronenspin besteht. Dies scheint bei Wasserstoff der Fall zu sein[3]).

Es sei mir erlaubt, hier diese Lücken meiner früheren Arbeit kurz zu ergänzen.

1. Es bestehe das betrachtete Element aus mehreren Isotopen $\alpha, \beta, \gamma \ldots$ In I hatten wir gezeigt, daß die Wechselwirkung zwischen Neutron und Kern für das vorliegende Problem durch eine einzige „Streukonstante" C schon hinreichend charakterisiert wird. Diese ist mit dem Streuquerschnitt σ_0 eines einzelnen (sehr fest gebundenen) Kernes durch die Gleichung:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi h}{m}|C|^2 \qquad (1)$$

verbunden [siehe I, Gleichung (7)].

Jetzt müssen wir offenbar mehrere Streukonstanten $C_\alpha, C_\beta, C_\gamma, \ldots$ einführen. Mit $\alpha, \beta, \ldots$ bezeichnen wir zugleich die relativen Mengen der betreffenden Isotope, so daß:

$$\alpha + \beta + \gamma \cdots = 1.$$

Die gestreute Schrödingerwelle des Neutrons ψ setzt sich aus den Partialwellen $\psi_1, \psi_2, \ldots$ zusammen. Die vom an der n-ten Gitterstelle befindlichen Atom gestreute Welle ψ_n setzen wir gleich:

$$\psi_n = C_n \varphi_n, \qquad (2)$$

wobei C_n je nach der Art des Atomkernes gleich C_α oder $C_\beta, \ldots$ ist. Vernachlässigen wir jeden Einfluß der Isotopie auf die Gitterschwingungen (was bei nicht allzu leichten Kernen erlaubt sein sollte), so dürfen wir annehmen, daß φ_n von der Verteilung der verschiedenen Isotope auf das Gitter gar nicht abhängt. Wir berechnen den Mittelwert von:

$$|\psi|^2 = |\sum_n C_n \varphi_n|^2 \qquad (3)$$

über alle Isotopenverteilungen. Setzt man:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{4\pi h}{m}|\alpha C_\alpha + \beta C_\beta + \cdots|^2 \qquad (1a)$$

$$\sigma_u + \sigma_{\text{int}} = \frac{4\pi h}{m}\{\alpha|C_\alpha|^2 + \beta|C_\beta|^2 + \cdots\}, \qquad (1b)$$

so findet man nach einer leichten Umformung:

$$\frac{4\pi h}{m}\overline{|\psi|^2} = \sigma_{\text{int}}|\sum_n \varphi_n|^2 + \sigma_u \sum_n |\varphi_n|^2. \qquad (4)$$

Somit haben wir die Streuung in zwei Teile zerlegt, die wir der Kürze halber „Interferenzstreuung" bzw. „unabhängige Streuung" nennen wollen. Auf die erste lassen sich sämtliche Schlüsse von I anwenden; man braucht dabei nur in den Formeln den Streuquerschnitt σ_{int} an Stelle von σ_0 zu setzen.

Daneben tritt nun auch eine Streuung auf, wobei die verschiedenen Partialwellen untereinander völlig inkohärent sind; diese erfolgt so, als ob jedes Atom einen Streuquerschnitt σ_u besäße. Selbstverständlich lassen sich auch bei dieser Streuung die Wellen einer bestimmten Frequenz gesondert aufsuchen. Man findet hauptsächlich dabei eine Streuung ohne Energieveränderung (selbst bei $\lambda > 2d$, was bei der Interferenzstreuung nicht vorkommt; siehe I). Die unelastische Streuung läßt sich wie in I leicht behandeln. Beschränkt man sich auf dieselbe Näherung wie in I (Entwicklung nach Potenzen der Elongationen der Atome von ihren Ruhelagen, Vernachlässigung der nichtlinearen Glieder), so bekommt man leicht folgendes Resultat: die unabhängige Streuung erfolgt so, als ob jedes Atom ein unabhängiger linearer Oszillator wäre; jedoch muß man dabei annehmen, daß die Frequenzen der verschiedenen Oszillatoren nicht wie im Einsteinschen Modell alle untereinander gleich sind, sondern, daß sie nach dem wirklichen Schwingungsspektrum des Gitters verteilt sind. Auf diese unabhängigen Oszillatoren lassen sich offenbar die Rechnungen von Fermi[1]) anwenden.

1) Physik. Zeitschr. **38**, 403, 1937. Im folgenden mit I bezeichnet.

2) J. Schwinger und E. Teller, Phys. Rev. **51**, 775, 1937.

3) Zusammenfassung und Literatur bei H. A. Bethe, Rev. of Mod. Phys. **8**, 117, 1936.

1) E. Fermi, Ric. Scient. VII, II, 13, 1936.

2. Nun zum Einfluß des Kernspins. Ist eine merkliche Spin-Spinwechselwirkung vorhanden, so kann man diese dadurch berücksichtigen, daß man an Stelle der Streukonstante C einen „Streuoperator“:

$$\mathfrak{C} = A + 2B(I,s) \tag{5}$$

einführt. Dabei sind A und B zwei von den speziellen Eigenschaften des Kernes abhängige Konstanten, I und s die Spinvektoren des Kernes bzw. des Neutrons. Dabei wird s als Operator bezüglich der Spinvariable des Neutrons aufgefaßt; (mit anderen Worten: in I, Gleichung (6), wurde die primäre Welle bei der Streuung einfach mit einer Konstante C multipliziert; jetzt besitzt die primäre Welle zwei Komponenten, den zwei Werten der Spinvariablen des Neutrons entsprechend; diese zwei Komponenten erfahren bei der Streuung auch eine lineare Kombination untereinander. Die Form des Ansatzes Gleichung (5) sorgt dafür, daß der Gesamtspin beim Zusammenstoß erhalten bleibt, wie es im Falle langsamer Neutronen sein muß). Der Kernspin I wird, der Behandlung der übrigen Kernvariabeln entsprechend, klassisch behandelt. Man überzeugt sich jedoch leicht, daß die im folgenden erhaltenen Resultate auch streng quantentheoretisch richtig sind. Um dies zu erreichen, werden wir nur I^2 durch $I(I+1)$ zu ersetzen haben.

Wenn ein einziger Kern vorhanden ist, so ergibt sich in demselben Grenzfall wie bei I, Gleichung (7) (d. h. bei sehr fester Bindung des Kernes) für den gesamten Streuquerschnitt, an Stelle von σ_0:

$$\sigma_g = \frac{4\pi h}{m}\overline{|\mathfrak{C}|^2} = \frac{4\pi h}{m}\{|A|^2 + |B|^2 \cdot I(I+1)\}. \tag{6a}$$

Man kann auch den partiellen Wirkungsquerschnitt σ_s für diejenigen Zusammenstöße, bei denen der Neutronenspin umklappt, betrachten:

$$\sigma_s = \frac{4\pi h}{m}\frac{2}{3}|B|^2 \cdot I(I+1). \tag{6b}$$

In den Gleichungen (6a) und (6b) ist eine einfache Deutung der Konstanten A und B enthalten.

Die Rechnung für einen Kristall erfolgt nun sehr ähnlich wie beim Isotopenproblem, Gleichung (3). Bei der Abschätzung der gemischten Glieder (der Produkte aus verschiedenen Partialwellen) muß man den Mittelwert über alle Kernspinrichtungen des Operators:

$$[A^* + 2B^*(I_n, s)][A + 2B(I_m, s)] \tag{7}$$

berechnen. Es ergibt sich ohne weiteres: $|A|^2$. Ähnlich ist:

$$\overline{|A + 2B(I_n, s)|^2} = |A|^2 + |B|^2 \cdot I(I+1). \tag{7a}$$

Schließlich findet man, daß die Intensität der Streustrahlung sich wieder wie in Gleichung (4) in zwei Teile zerlegen läßt, wobei nun die Stoßquerschnitte σ_{int} und σ_u nach folgenden Gleichungen zu berechnen sind:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{4\pi h}{m}|A|^2 \tag{8a}$$

$$\sigma_u = \frac{4\pi h}{m}|B|^2 I(I+1). \tag{8b}$$

Die Verallgemeinerung auf den Fall, wo gleichzeitig Kernspin und mehrere Isotope vorhanden sind, lautet:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{4\pi h}{m}|\alpha A_\alpha + \beta A_\beta + \gamma A_\gamma + \cdots|^2$$

$$\sigma_{\text{int}} + \sigma_u = \frac{4\pi h}{m}\{\alpha[|A_\alpha|^2 + |B_\alpha|^2 \cdot I_\alpha(I_\alpha+1)] + \beta[|A_\beta|^2 + |B_\beta|^2 \cdot I_\beta(I_\beta+1)] + \cdots\}.$$

Nach diesen Resultaten sollte eine gewisse Möglichkeit bestehen, die Existenz einer Spin-Spinwechselwirkung festzustellen. Betrachten wir der Einfachheit halber den Fall, wo nur ein Isotop vorhanden ist. Findet man, daß selbst sehr kalte Neutronen vom Kristall stark gestreut werden (vgl. die Feststellungen in I), so sollte dies bedeuten, daß eine merkliche Wechselwirkung der Spins besteht. Dazu müßte man jedoch einen Neutronenstrahl besitzen, der wirklich nur aus sehr kalten Neutronen besteht. Auf andere ähnliche Möglichkeiten wollen wir hier nicht näher eingehen.

Roma, Istituto Fisico

(Eingegangen 15. Juli 1937.)

Über die Herkunft der zusätzlichen Ionisation in den Sperrschichten der höheren Atmosphäre.

Von Johannes Juilfs.

(Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin.)

Die Tatsache, daß die Ionisation durch radioaktive Gamma- von der durch Höhenstrahlung verschieden ist[1]), bietet die Möglichkeit, bei Verwendung zweier Ionisationskammern verschiedener Gasfüllung festzustellen, ob die Ionisierung von Höhenstrahlung oder von radioaktiver Gammastrahlung herrührt. Nach diesem Verfahren ist die Aktivität der Sperrschichten in der Atmosphäre untersucht worden. Sperrschichten zeigen nämlich das von Kolhörster[2]) gefundene, von Suckstorff[3]) eingehend untersuchte Verhalten, daß sie eine von ihrem Alter abhängige zusätzliche Strahlung in den entsprechenden Höhen liefern. Bereits 1934 unternahm Masuch zwei Freiballonaufstiege bis 10000 m Höhe, um die Natur dieser Zusatzstrahlung zu klären. Nach seinem Tode auf der zweiten Fahrt setzte ich die Untersuchungen systematisch weiter fort. Insgesamt 14 Aufstiege, darunter 2 Nachtfahrten, zeigen, daß jeweils im unteren Drittel von Sperrschichten eine zusätzliche Ionisation gefunden wird[4]).

Auch der von Ziemecki und Narkiewicz-Jodko[5]) inzwischen veröffentlichte Freiballonaufstieg ergibt in 6000 m Höhe einen besonders hohen Ionisationswert (etwa 14 I zusätzlich zur entsprechenden Höhenstrahlenintensität) und gerade in dieser Höhe in der Temperaturkurve deutlich eine Inversionsschicht. Hier muß also ebenfalls von der Wirkung einer Sperrschicht gesprochen werden, wenn auch Ziemecki und Narkiewicz-Jodko eine solche Deutung ausdrücklich ablehnen. Über die Aktivität von Sperrschichten kann also ein Zweifel nicht mehr bestehen[1]).

Weiter ergab sich aus unseren Aufstiegen, daß in der argongefüllten Ionisationskammer die durch Sperrschichten hervorgerufene Ionisationszunahme wesentlich stärker auftritt als in luftgefüllten Kammern. Hierdurch wird die Deutung dieser zusätzlichen Strahlung als irgendein Effekt der Höhenstrahlung unwahrscheinlich; vielmehr spricht das Ergebnis für radioaktive Gammastrahlen in diesen Schichten.

Da die mit der Höhenlage zunehmende Aktivität der Sperrschichten[2]) wiederum nachgewiesen werden konnte, dürften die Aktivitäten besonders in den höheren Sperrschichten nicht vom Erdboden herrühren. Dann aber bleibt zunächst nur übrig, die Herkunft ihrer Aktivität von radioaktiven Massen aus der Stratosphäre, also wohl außerterrestrischen Ursprungs (Meteorreste u. dgl.) anzunehmen.

Ausführlich wird hierüber an anderer Stelle berichtet. — Für die Ermöglichung der Arbeit, die Organisation der Aufstiege und wertvolle Diskussion möchte ich Herrn Prof. Dr. W. Kolhörster und dem wissenschaftlichen Ausschuß für Freiballonfahrten aufrichtig danken.

1) J. Juilfs und V. Masuch, Zeitschr. f. Phys. **104**, 458, 1937.

2) W. Kolhörster, Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16**, 719, 1914.

3) G. A. Suckstorff, Physik. Zeitschr. **35**, 368, 1934.

4) Ebenso findet sich bei Keen (Journ. Frankl. Inst. 223, 355, 1937) ein besonders hoher Ionisationswert in etwa 4 km Höhe, in welcher, wie aus dem Fahrdiagramm hervorgeht, die untere Grenze einer ausgeprägten Sperrschicht gelegen haben muß.

5) St. Ziemecki und K. Narkiewicz-Jodko Nature **137**, 944, 1936; Bull. int. Acad. Polon. (A) S. 318, 1936.

1) Die Höhenstrahlenintensität wird als die Minimalkurve (kleinste in den entsprechenden Höhen angetroffenen Ionisationswerte) der auf den einzelnen Fahrten erhaltenen Meßpunkte gefunden; diese Minimalkurve entspricht den bereits 1913/14 von Kolhörster angegebenen Werten, die zur Entdeckung der Höhenstrahlung führten.

2) Vgl. G. A. Suckstorff, Diss. Berlin 1933.

Berlin-Dahlem, August 1937.

(Eingegangen 25. August 1937.)

BERICHTE.

Künstliche Radioaktivität durch Neutronen.

Von Edoardo Amaldi.

I. Einleitung.

Nachdem I. Curie und F. Joliot eine künstliche Radioaktivität (64), die durch Beschießung mit α-Teilchen hervorgerufen wird, entdeckt hatten, versuchte E. Fermi (89, 92) Neutronen als Geschosse zu verwenden, um verschiedene Elemente radioaktiv zu machen.

Es gelang ihm, eine durch Neutronen hervorgerufene künstliche Radioaktivität in Fluor, Aluminium, Silizium, Phosphor, Chlor, Chrom, Vanadium, Eisen, Kupfer, Arsen, Silber, Jod und Barium nachzuweisen. Eine systematische Untersuchung des größten Teils der Elemente von Fermi und Mitarbeitern (3, 4, 93, 9) zeigte, daß fast alle Elemente unabhängig von ihrem Atomgewicht durch Neutronenbeschießung radioaktiv werden. Dieselben Autoren zeigten auch, durch magnetische Ablenkung in einer Wilsonkammer und auch durch die sog. Trochoidenmethode von Thibaud (240), daß die so erhaltenen radioaktiven Elemente negative Elektronen aussenden. Naturgemäß ist die β-Strahlung öfter von einer γ-Strahlung begleitet (3, 5, 93, 225).

Verschiedene der bombardierten Elemente zerfallen nicht nach einem Exponentialgesetz. Durch Messungen nach verschiedenen Bestrahlungszeiten ist es dann möglich, zwei oder mehrere Zerfallskonstanten nachzuweisen. Diese Zerfallskonstanten gehören manchmal verschiedenen Radioelementen an, die von den verschiedenen Isotopen des bombardierten Elements stammen. Manchmal aber kann man auch nachweisen, daß es sich um mehrere Radioelemente handelt, die aus demselben Isotop durch verschiedene Primärprozesse entstehen. Z. B. hat Aluminium eine einziges Isotop mit der Massenzahl 27, zeigt aber bei Neutronenbeschießung drei verschiedene Halbwertszeiten (2,3 Min.; 10 Min.; 15 Std.). Durch chemische Analyse kann man zeigen, daß in diesem Falle die Aktivität mit der Halbwertszeit von 15 Std. einem Natriumisotop, die mit der Halbwertszeit von 10 Min. einem Magnesiumisotop und endlich die mit der Halbwertszeit von 2,3 Min. einem Aluminiumisotop zuzuschreiben ist.

Ein genaues chemisch-physikalisches Studium der durch Beschießung mit Neutronen entstandenen Radioelemente hat gezeigt, daß im allgemeinen 3 Arten von Prozessen vor sich gehen:

1. Der Kern A nimmt ein Neutron auf und emittiert gleichzeitig ein α-Teilchen, wodurch ein Radioelement $Y^{\pm 1})$ entsteht, das ihm im periodischen System 2 Stellen vorausgeht:

$$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X + \begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} n \rightarrow \begin{matrix} A-3 \\ Z-2 \end{matrix} Y^{\pm} + \begin{matrix} 4 \\ 2 \end{matrix} He . \qquad (1)$$

2. Der Kern A nimmt ein Neutron auf und emittiert ein Proton, wodurch das sich bildende Radioelement dem Ausgangselement um eine Stelle voransteht und isobar ist:

$$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X + \begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} n \rightarrow \begin{matrix} A \\ Z-1 \end{matrix} Y^{\pm} + \begin{matrix} 1 \\ 1 \end{matrix} H . \qquad (2)$$

3. Das eindringende Neutron wird von dem beschossenen Kern ohne Emission irgendeines Teilchens aufgenommen:

$$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X + \begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} n \rightarrow \begin{matrix} A+1 \\ Z \end{matrix} Y^{\pm} + \gamma . \qquad (3)$$

Das so gebildete Radioelement ist mithin ein Isotop des Ausgangskerns. Natürlich sind alle diese Prozesse im allgemeinen von γ-Strahlen-Emission begleitet.

Ich möchte von vornherein darauf aufmerksam machen, daß die Prozesse (1) und (2) bei Verwendung von aus einem Gemisch $Em + Be$ bestehenden Neutronenquellen beobachtet worden sind und zwar nur, wenn stabile Elemente mit Ordnungszahlen nicht größer als 30 (Zn) beschossen wurden. Der 3. Prozeß ist jedoch auch bei schweren Elementen beobachtet worden (Au, Ir usw.). Wir werden jedoch in Paragraph 5 sehen, daß bei Beschießung der natürlichen radioaktiven Elemente auch die Prozesse (1) und (2) vor sich gehen.

Der 3. Prozeß ist vielleicht im Rahmen dieses Berichtes der interessanteste, und ich möchte daher ein wenig über die experimentellen Beweise für die Richtigkeit der Gleichung (3) sprechen.

Man konnte schon am Anfange der Versuche über mit Neutronen hervorgerufene Radioaktivität zeigen, daß in vielen Fällen das gebildete Radioelement ein Isotop des beschossenen Elements war (3, 93). Folglich durften bei der Bildung eines solchen Radioelements keine geladenen Teilchen, sondern nur Neutronen beteiligt sein. Die beiden wahrscheinlichsten Prozesse waren daher entweder die Aufnahme des in der Gleichung (3) dargestellten Neutrons oder

1) Die radioaktiven Kerne werden mit + oder − bezeichnet, je nachdem ob sie Positronen oder Elektronen aussenden.

auch die Emission eines zweiten Neutrons, so daß das gebildete Radioelement von der Masse $A-1$ wäre, wo A die Masse des beschossenen Kerns ist.

Aus verschiedenen Gründen erschien der Absorptionsprozeß nach Gleichung (3) der wahrscheinlichste. Den experimentellen Beweis für das Natrium erbrachten Bjerge und Westcott (31), den für das Aluminium Amaldi, D'Agostino und Segrè (6). Durch Beschießung mit Neutronen bilden sich tatsächlich im Natrium ($A=23$) bzw. im Aluminium ($A=27$) zwei radioaktive Isotopen der Ausgangselemente mit Perioden von 15 Std. bzw. 2,3 Min. Da sowohl $^{22}_{11}Na^{+}$ als $^{26}_{13}Al^{+}$ als Positronenstrahler bekannt sind, das erste mit einer Periode von mehreren Monaten und das zweite mit einer Periode von 7 Sek. (112), muß man daraus schließen, daß die durch Neutronenbeschießung erhaltenen Elemente $^{24}_{11}Na^{-}$ und $^{28}_{13}Al^{-}$ sein müssen. Man kann dadurch auch indirekt die Gleichungen (1) und (2) nachprüfen, da man durch Neutronenbestrahlung von Si (93) und P (65) wieder ein radioaktives Aluminium mit einer Periode von 2,3 Min. erhält. Dieses Radioelement ist infolgedessen das oben genannte $^{28}_{13}Al^{-}$. Bei diesen Betrachtungen ist neben der chemischen Beschaffenheit und der Halbwertszeit auch der Absorptionskoeffizient der β-Strahlung ein wichtiger Faktor für die Identifizierung der Radioelemente.

Kürzlich hat F. A. Heyn (138) durch Bestrahlung von mehreren Elementen mit sehr schnellen Neutronen radioaktive Positronenstrahler erzeugt. Der Bildungsprozeß dieser Elemente ist die Emission eines zweiten Neutrons aus dem getroffenen Kern.

Die bei den Prozessen (1) und (2) gebildeten Elemente können von dem Ausgangselement durch die gewöhnlichen Methoden der radioaktiven Chemie getrennt werden. Dieses ist bei den nach Gleichung (3) gebildeten Elementen nicht zu erreichen. Wir verdanken aber Szilard und Chalmers (234) eine sehr sinnreiche Methode, die im letzten Paragraphen dieses Berichts erklärt wird, mit der es oft möglich ist, auf chemischem Wege ein mit Neutronen beschossenes radioaktives Element zu konzentrieren.

Der Einfluß wasserstoffhaltiger Substanzen auf die Radioaktivität infolge Neutronenbestrahlung, der von Fermi, Amaldi, Pontecorvo, Rasetti, Segrè (95, 9, 97) entdeckt worden ist, tritt nur bei den nach Gleichung (3) gebildeten Elementen auf. Wenn man während der Bestrahlung entweder die Neutronenquelle oder das bombardierte Element mit einem Stoff, der sehr reich an Wasserstoff ist, wie z. B. Wasser oder Paraffin, umgibt, so wird die Aktivität der Elemente, die nach Gleichung (3) gebildet werden, viel stärker (manchmal um einen Faktor 50 oder 100) als die Aktivität, die man bei denselben geometrischen Bedingungen und mit derselben Neutronenquelle bei Abwesenheit jeglicher wasserstoffhaltigen Substanz erhalten würde. Dagegen wird die Aktivität der Elemente, die sich nach Gleichung (1) und (2) bilden, in keiner Weise durch Wasser oder Paraffin beeinflußt.

Man findet die Erklärung dieses Effekts in der Verlangsamung, die die Neutronen der Quelle beim Durchgang durch wasserstoffhaltige Substanzen erleiden. Man vergegenwärtige sich, daß das Neutron ungefähr die gleiche Masse wie das Proton hat und daß bei jedem elastischen Zusammenstoß mit einem Proton die Energie des Neutrons sich um einen beträchtlichen Faktor verringert. Auf diese Weise wird nach wenigen Stößen die Energie des Neutrons auf einen kleinen Bruchteil der Anfangsenergie reduziert.

Die Neutronen, die durch eine wasserstoffhaltige Substanz verlangsamt werden, bezeichnet man im allgemeinen als „langsame Neutronen". Die Konzentration der langsamen Neutronen im Paraffin, das eine Quelle schneller Neutronen umgibt, ist ziemlich groß. Dieses genügt jedoch nicht, um die starke Radioaktivität zu erklären, die man bei Bestrahlung im Wasser oder Paraffin in den Elementen, die sich nach Gleichung (3) bilden, beobachtet. Es ist darüber hinaus notwendig anzunehmen, daß der Einfangquerschnitt für Neutronen mit abnehmender Geschwindigkeit zunimmt. Nach den gewöhnlichen Kerntheorien hat man sofort nach der Entdeckung des Effekts der wasserstoffhaltigen Substanzen bewiesen, daß der Einfangquerschnitt umgekehrt proportional der Geschwindigkeit der einfallenden Neutronen ist $\left(\sigma = \frac{k}{v}\right)$. Im Falle der Reaktionen (1) und (2) dagegen ist eine gewisse Energie erforderlich, damit das emittierte geladene Teilchen die Potentialschwelle des Kerns überschreiten kann. Es ist deshalb verständlich, daß solche Prozesse am häufigsten bei schnellen Neutronen eintreten, und daß man sie bei langsamen Neutronen nur in wenigen leichten Elementen beobachtet.

Um festzustellen, ob die langsamen Neutronen im Wasser oder Paraffin das thermische Gleichgewicht noch bevor sie von einem Proton oder einem anderen Kern eingefangen werden, erreichen, haben Fermi und Mitarbeiter (7, 9) versucht, einen Einfluß der Temperatur der wasserstoffhaltigen Substanz auf die induzierte Radioaktivität nachzuweisen. Der Versuch verlief negativ wie auch ein ähnliches Experiment von Dunning, Pegram, Mitchell, Fink (80), aus Gründen, die in Abschnitt 4 erläutert werden.

Moon und Tillman (180) konnten dagegen einen Temperatureffekt bei der durch langsame Neutronen hervorgerufenen Radioaktivität beobachten.

Nach dem Experiment von Moon und Tillman haben andere direktere Versuche auf Grund mechanischer Hilfsmittel die Richtigkeit des Resultats bestätigt, indem sie zeigten, daß die langsamen Neutronen die gaskinetische Geschwindigkeit erreichen (10, 113, 79).

Sofort nach Entdeckung der langsamen Neutronen stellten Fermi, Pontecorvo und Rasetti (96, 9) eine systematische Untersuchung des Absorptionskoeffizienten der verschiedenen Elemente für langsame Neutronen an. Die Neutronen wurden durch die Radioaktivität, die in einem Rhodiumblech hervorgerufen war, nachgewiesen. Sie fanden, daß einige Elemente einen anormal großen Absorptionskoeffizienten hatten. Fast gleichzeitig zeigten Fermi (9), Bethe (27) und Perrin, Elsasser (195), daß man solche besonders großen Wirkungsquerschnitte für das Einfangen des Neutrons auf Grund des Ein-Körper-Modells des Kernes voraussehen konnte. Nach diesen Theorien war jedoch zu erwarten, daß der elastische Wirkungsquerschnitt von derselben Größenordnung wie der Einfangwirkungsquerschnitt bei thermischen Neutronen sein müßte (27). Infolgedessen hätten die Elemente, die eine starke Absorption zeigen, auch eine starke Streuung der Neutronen aufweisen müssen. Verschiedene Untersuchungen, die darauf ausgingen, eine besonders starke Streuung von verschiedenen Elementen nachzuweisen, haben negative Resultate ergeben (9, 78). Eine eingehende Untersuchung über die anormale Absorption von langsamen Neutronen verdanken wir Dunning, Pegram, Fink und Mitchell (78).

Unter den Elementen mit anormalem Wirkungsquerschnitt für die Absorption langsamer Neutronen sind Bor, Lithium und Kadmium hervorzuheben; diese werden unter der Einwirkung von Neutronen nicht radioaktiv. Das Einfangen eines Neutrons im Kadmium ist von der Emission eines γ-Quants hoher Energie begleitet (7, 9). Wegen der großen Anzahl von Isotopen dieses Elements, die sich um eine Einheit in der Massenzahl unterscheiden, muß man annehmen, daß ein oder mehrere Isotopen das Neutron absorbieren, sich dadurch in einen neuen stabilen Kern desselben Elements umwandeln, dessen Masse sich um eine Einheit erhöht. Es sind noch andere Elemente außer Kadmium bekannt, die diese Art von Umwandlung unter dem Einfluß langsamer Neutronen aufweisen. Das γ-Quant, das vom Kadmium während des Einfangens des Neutrons emittiert wird, ist von Fleischmann und anderen bei verschiedenen Versuchen als Mittel zum Nachweis der langsamen Neutronen benutzt worden (105, 143).

Bor und Lithium sind besonders zu betrachten. Nach den Beobachtungen von Fermi, Pontecorvo und Rasetti, Chadwick und Goldhaber (56) gelang es gleichzeitig Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti, Segrè (7, 9, 11) festzustellen, daß es sich bei Bor und Lithium um einen Zerfallsprozeß mit Emission von schweren Teilchen im Augenblick des Einfangens des Neutrons handelt. Die von den letzteren für Bor auf Grund von Beobachtungen, die mit einer Bortrifluorid-Ionisationskammer, verbunden mit einem Proportionalverstärker, ausgeführt wurden, vorgeschlagene Gleichung

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n = ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He + 2{,}5 \text{ MEV}. \quad (4)$$

ist später von anderen Forschern bestätigt worden (238, 239). Es gelang ihnen mit bemerkenswerter Genauigkeit die Zerfallsenergie dieser Reaktion festzustellen (73, 129, 214, 218, 247). Taylor und Goldhaber (238, 239) haben gezeigt, daß die Reaktion $^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow 2\,^{4}_{2}He + ^{3}_{1}H$ mit schnellen Neutronen stattfindet.

Chadwick und Goldhaber zeigten in der oben angegebenen Arbeit, daß die Reaktion bei Lithium

$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{3}_{1}H + 4{,}6 \text{ MEV}. \quad (5)$$

ist. Die bei dieser Reaktion freiwerdende Energie ist von verschiedenen Forschern gemessen worden (49, 218). Chadwick und Goldhaber haben auch beim Stickstoff die Emission von schweren Teilchen festgestellt. Später haben Burcham und Goldhaber (51) bewiesen, daß Stickstoff unter der Einwirkung von langsamen Neutronen Protonen emittiert. Die Reaktion ist wahrscheinlich

$$^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{14}_{6}C^{-} + ^{1}_{1}H + 0{,}56 \text{ MEV}. \quad (6)$$

Diese momentanen Zerfallsprozesse haben eine große praktische Bedeutung für das Studium von langsamen Neutronen, da eine Ionisationskammer, die eine gasförmige Borverbindung oder auch eine dünne Schicht dieses Elements in festem Zustand oder Lithium enthält, einen sehr empfindlichen Indikator für langsame Neutronen darstellt. Es sind aber auch andere Gründe dafür vorhanden, die Aufmerksamkeit auf Zerfallsprozesse der leichten Elemente, die von langsamen Neutronen hervorgerufen werden, zu lenken.

Moon und Tillman (180, 241), Bjerge und Westcott (32) und Arsimovitsch, Kurtschatow, Missowski, Palibin (22) beobachteten unabhängig voneinander, daß der Absorptionskoeffizient verschiedener Elemente für

langsame Neutronen je nach dem verwandten Indikator einen verschiedenen Wert hatte.

Der Einfangquerschnitt der Neutronen sollte nun umgekehrt proportional der Geschwindigkeit sein $\sigma = \frac{k}{v}$; die Konstante k kann außerdem in sehr weiten Grenzen von Element zu Element variieren; damit erklärt man die anomalen Absorptionskoeffizienten einiger Elemente (*Cd*, *B*, *Li*, *Ag*, *Rh* usw.). Da man aber annimmt, daß der Absorptionskoeffizient für alle Elemente in derselben Weise von der Geschwindigkeit abhängt, würde man erwarten, daß der Absorptionskoeffizient eines gegebenen Elements unabhängig von dem Indikator sein sollte. Die oben erwähnten Tatsachen widersprechen dieser direkten Folgerung aus der Annahme, daß der Einfangquerschnitt umgekehrt proportional der Geschwindigkeit sei, man muß daher annehmen, daß der Einfangquerschnitt eine andere Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zeigt. Zu ähnlichen Folgerungen führen auch die thermischen Experimente von Moon und Tillman (180, 241) und anderen (197, 250), aus denen hervorgeht, daß die Empfindlichkeit verschiedener Indikatoren bei Temperaturänderungen des Paraffins verschieden ist.

Ein von Rasetti, Segrè, Fink, Dunning und Pegram (208) ausgeführtes sinnreiches mechanisches Experiment bestätigte die Annahme, daß wenigstens in einigen Fällen (z. B. *Cd*) für Energien der Größenordnung der thermischen Energie der Einfangquerschnitt nicht umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit ist.

Bei einer systematischen Untersuchung der Absorptionskurven der verschiedenen Elemente beobachteten Amaldi und Fermi (12, 99, 14), daß die Selektivität verstärkt wird, sobald die langsamen Neutronen durch eine ziemlich dicke Schicht Kadmium filtriert werden. Diese Tatsache, die auch von Szilard (237) unabhängig beobachtet wurde, läßt die Anwesenheit von verhältnismäßig schmalen Absorptionsbanden vermuten, die für die verschiedenen Elemente charakteristisch sein dürften. Amaldi und Fermi untersuchten diese Erscheinungen genauer und analysierten die langsamen Neutronen mit Absorptionsmessungen; dadurch gelangten sie zu einer Gruppeneinteilung, indem sie die Neutronen nach ihren Absorptionseigenschaften klassifizierten. Die Analyse geschah durch die Zerlegung der Absorptionskurven in Exponentialkurven.

Die Erklärung der Gruppen von langsamen Neutronen ist unabhängig von Breit und Wigner (47) und von Bohr (37) gegeben worden. Breit und Wigner (47) zeigten, daß die beobachteten Tatsachen in folgender Weise zu erklären sind: Das System langsames Neutron + bombardierter Kern befinde sich im Anfangszustand mit dem Kern im Grundzustand und dem freien Neutron mit einer ganz kleinen kinetischen Energie (einige Volt) und man betrachte den Übergang des Systems nach einem Zustand gleicher Energie durch Einfangen des Neutrons und gleichzeitige starke Anregung eines schweren Teilchens des Kerns. Man beachte, daß, falls das einfallende Neutron keine kinetische Energie hätte, die Energie, die dem System zur Verfügung stünde, gleich der Einfangenergie des Neutrons, d. h. etwa 8 MEV wäre. Dieser Prozeß hat die größte Wahrscheinlichkeit, wenn die Energie des Systems gleich der Energie eines angeregten Zustandes des Kerns, welcher aus Neutron + bombardiertem Kern besteht, ist. Es folgt daraus, daß es Geschwindigkeiten des einfallenden Neutrons gibt, die eine Resonanz haben.

Es besteht trotzdem noch eine Schwierigkeit, diese angeregten Zustände des zusammengesetzten Kerns zu verstehen. Man muß zugeben, daß die energetischen Niveaus eines angeregten Kerns von 8 MEV sehr dicht beieinander liegen müssen, um die große Häufigkeit erklären zu können, mit der sich selektive Absorptionen für Neutronen von nur wenigen Volt Eigenenergie finden.

Bohr (37) verdanken wir die Erklärung für das Vorhandensein einer großen Anzahl von angeregten Zuständen, die nur wenige Volt voneinander getrennt sind, in einem schweren, stark angeregten Kern und zwar folgendermaßen: durch die starke Wechselwirkung zwischen den verschiedenen den Kern zusammensetzenden Teilchen wird die Energie des einfallenden Neutrons auf alle, oder wenigstens den größeren Teil der Gesamtzahl der Teilchen, verteilt. Man kann deshalb nicht von einem angeregten Teilchen sprechen, weil alle oder fast alle Kernteilchen eine größere Energie haben als diejenige des Grundzustandes. In einem schweren Kern ist schon die Anzahl der individuellen Quantenzustände der einzelnen Teilchen sehr groß und die Anzahl der Quantenzustände des Mehrkörperproblems, wo mehrere Teilchen gleichzeitig angeregt sind, wird unermeßlich groß.

Um für ein Neutron die Möglichkeit zum Verlassen des Kerns zu schaffen, braucht man in einem solchen Zustand eine Schwankung, die auf dieses Neutron einen großen Teil der Energie, die auf die Gesamtzahl der Teilchen verteilt ist, wieder konzentriert. Bei gegebener Anregungsenergie ist eine solche Schwankung um so unwahrscheinlicher, je größer die Anzahl der angeregten Teilchen ist. Infolgedessen ist die Zerfallswahrscheinlichkeit eines solchen Zustandes durch Emission eines Neutrons klein, verglichen mit

der Wahrscheinlichkeit der Emission eines γ-Quants, d. h. die Einfangwahrscheinlichkeit des Neutrons mit gleichzeitiger Emission eines γ-Quants ist groß verglichen mit der Wahrscheinlichkeit elastischer Streuung. Durch diese Überlegungen versteht man die Existenz einer großen Anzahl von angeregten Zuständen des Kernes, alle mit ziemlich langer Lebensdauer und infolgedessen mit einer scharfen Energie.

Im Anschluß an die Ideen von Bohr hat Bethe (29) quantitative Untersuchungen über die Entfernung der Niveaus als Funktion der Energie angestellt, dabei hat er das statistische Modell des Kerns zugrunde gelegt.

Bei der einfachen Annahme, daß nur ein Resonanzniveau des Systems Neutron + Kern in der Nähe der Energie o des Neutrons vorhanden ist, wird der Wirkungsquerschnitt für das Einfangen des Neutrons

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= \sigma_g \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left(E-E_g\right)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}\left(\frac{|E_g|}{E}\right)^{1/2}; \\ \sigma_g &= \frac{1}{2\pi}\lambda_0^2\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\left(1\pm\frac{1}{2i+1}\right) \\ &= \frac{1{,}30\cdot 10^{-18}}{|E_g|}\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\left(1\pm\frac{1}{2i+1}\right) \\ \Gamma &= \Gamma_n+\Gamma_r \geq \Gamma_r, \end{aligned}\right| \quad (7)$$

wobei E die Energie des auftretenden Neutrons und E_g die Energie des Resonanzniveaus (beide von der Energie Null des einfallenden Neutrons aus gemessen) ist, $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r$ stellt die totale Breite des Niveaus dar und ist gleich der Summe der Strahlungsbreite Γ_r und der Neutronenbreite Γ_n. Da $\Gamma_r < \Gamma_n$ ist, können wir Γ_n durch Γ_r ersetzen; λ_0 stellt die De Broglesche Wellenlänge der Neutronen mit der Energie E_g dar und i die Drehimpulsquantenzahl des gestoßenen Kernes; der statistische Faktor $\left(1\pm\frac{1}{2i+1}\right)$ muß durch 2 ersetzt werden, wenn $i=0$ ist; wenn $i\neq 0$, muß man das Plus- oder Minuszeichen benützen, je nachdem ob der Spin des Neutrons parallel oder antiparallel zu i ist (259). Aus Gleichung (7) geht hervor, daß wenn $E_g \gg kT$ der Wirkungsquerschnitt im thermischen Gebiet praktisch umgekehrt proportional zu $E^{1/2}$ ist, d. h. zur Geschwindigkeit des Neutrons. Das Gleiche trifft zu, wenn das Niveau sehr breit ist, d. h. wenn Γ sehr groß ist. Für eine vollständige Diskussion, sei es der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Geschwindigkeit der Neutronen, sei es der Näherungsformel (7), vergleiche man (259).

Die Untersuchung der Neutronengruppen, die von den verschiedenen Kernen absorbiert werden, gibt daher interessante Einblicke in das Termschema von stark angeregten Kernen.

Das Problem, die verschiedenen Gruppen von langsamen Neutronen in einem Geschwindigkeitsspektrum zu erfassen, wurde durch Beobachtungen von Frisch und Placzek (115) und Livingston, Weekes und Bethe (247) gelöst. Auch von Szilard (237) war diese Möglichkeit bereits angedeutet worden.

Betrachten wir ein langsames Neutron, das auf einen Bor- oder Lithiumkern auftrifft. Das aus Neutron + Bor zusammengesetzte System besteht aus wenigen Teilchen, so daß seine Energiezustände, auch bei starker Anregung, weit voneinander entfernt sind; außerdem ist ihre Breite ziemlich groß, denn in einem System von wenigen Teilchen ist die Wahrscheinlichkeit einer Schwankung, die auf ein einziges Teilchen genügende Energie konzentriert, um es aus dem System heraus zu treiben, ziemlich beträchtlich. Außerdem hat in dem spezifischen Fall der angeregte Zustand Neutron + Bor eine ziemlich kurze Lebensdauer zur Emission eines α-Teilchens. Daraus geht hervor, daß die Resonanz so breit ist, daß der Wirkungsquerschnitt für das Einfangen des Neutrons umgekehrt proportional zu seiner Geschwindigkeit ist. Bor und Lithium haben daher ein besonders einfaches Absorptionsspektrum.

Um die Energie einer Neutronengruppe festzustellen, die selektiv von einem gegebenen Element absorbiert wird, genügt es, die Absorption von Bor und Lithium für diese Gruppe zu messen und sie mit der Absorption der gleichen Elemente bei Neutronen von thermischer Energie zu vergleichen. Die Energien der auf diese Weise festgestellten Gruppen ändern sich von Element zu Element von einigen zehntel Volt (Kadmium) bis zu einigen Hunderten Volt (Brom).

Das Verhältnis der Energien der verschiedenen Gruppen, mit Ausnahme von Gruppe C (thermische Neutronen), ist von Amaldi und Fermi (13, 14) auf Grund der Theorie (100) der Verteilung von Neutronen in wasserstoffhaltigen Substanzen abgeleitet worden. Diese nicht sehr genaue Methode hat den Vorteil, direkt zu sein. Die daraus hergeleiteten Resultate stimmen — innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen — mit denen überein, die auf Grund der Hypothese des $1/v$-Absorptionsgesetzes für Bor abgeleitet wurden.

Auch die relative Breite Γ/E_g der Absorptionsbanden, die den verschiedenen Neutronengruppen entsprechen, sind von Amaldi und Fermi (13, 14) auf Grund von Betrachtungen (100) über die Diffusion der Neutronen gemessen

worden. Sie schwanken zwischen einigen Zehnteln und einigen Hundertsteln Volt.

Fast gleichzeitig und nach einem anderen Verfahren wurde diese Messung auch durch Preiswerk und v. Halban (128, 129, 131) ausgeführt. Man kennt daher, allerdings mit sehr schlechter Genauigkeit, sowohl die Energie als auch die Breite der charakteristischen Absorptionsbanden von verschiedenen Kernen.

Im 2. Paragraphen dieses Aufsatzes haben wir einige Daten über die Ausbeute von verschiedenen Kernprozessen, die mit Emission von Neutronen vor sich gehen, zusammengestellt.

Im 3. und 4. Paragraphen beschäftigen wir uns mit der Verlangsamung und Verteilung der Neutronen in wasserstoffhaltigen Substanzen. Diese Prozesse haben doppeltes Interesse. Einerseits können wir dadurch die Eigenschaften der langsamen Neutronenquellen verstehen, die zur Untersuchung von verschiedenen Kernprozessen dienen; andererseits liefern sie uns wichtige Einblicke in die Wechselwirkung Proton—Neutron.

Der letzte Paragraph enthält Angaben über die Kernprozesse, die durch schnelle und langsame Neutronen hervorgerufen werden, über anomale Absorption, über Neutronengruppen usw. Indessen halten wir es für zweckmäßig einige Einzelheiten vorauszuschicken, die zum Verständnis der Paragraphen 2, 3 und 4 dienen, bevor der Paragraph 5 gelesen wird.

Die hauptsächlichen Indikatoren, die zur Untersuchung von Neutronen dienen, sind folgende:

Bei schnellen Neutronen werden oft Rückstoßprotonen oder andere Kerne in einer Wilsonkammer oder Ionisationskammer beobachtet. Auch die in einem Element infolge eines Prozesses der Typen (1) oder (2) induzierte Radioaktivität kann zum Nachweis der schnellen Neutronen verwandt werden.

Um langsame Neutronen nachzuweisen, kann man drei verschiedene Methoden gebrauchen. Die erste besteht in der Anwendung einer Ionisationskammer mit Bor oder Lithium in Verbindung mit einem Verstärker und Registrierung, um dadurch die Anzahl der Zertrümmerungen, die sich in einer bestimmten Zeit in der Ionisationskammer vollziehen, zu zählen. Diese Methode hat vor der anderen, die wir gleich erwähnen werden, den Vorteil, daß die Empfindlichkeit eine einfache Abhängigkeit von der Geschwindigkeit hat, d. h. sie ist umgekehrt proportional der Neutronengeschwindigkeit. Dazu ist sie auch sehr empfindlich, besonders wenn man die Ionisationskammer mit einer gasförmigen Borverbindung (Bortrifluorid) füllt.

Eine Bor- oder Lithium-Ionisationskammer ist sehr geeignet für thermische Neutronen. Dagegen hat sie schon für Neutronen mit der Energie von 1 Volt eine geringe Empfindlichkeit. Anstatt der Ionisationskammer kann man manchmal mit Vorteil die Methode von Taylor und Goldhaber (238, 239) anwenden, d. h. die Gelatineschicht einer photographischen Platte mit einer Lösung von Na_3BO_3 tränken und dann die Spuren der α-Teilchen, die von dem Bor emittiert werden, in der empfindlichen Schicht beobachten.

Eine zweite Nachweismethode beruht auf der Beobachtung der Elektronen, die aus der Einfang-γ-Strahlung herrühren, mit einem Zähler. Diese Methode eignet sich besonders gut, wenn die Neutronenquelle keine γ-Strahlen emittiert, denn sonst hat man einen zu großen Nulleffekt. Die Empfindlichkeit eines solchen Indikators ist nach (7) von der Neutronengeschwindigkeit abhängig. Als γ-Strahler benutzt man oft Kadmium, welches sehr stark thermische Neutronen absorbiert. Es hat nämlich ein Resonanzniveau für Neutronen von einigen zehntel Volt. Allerdings weiß man ziemlich wenig über die Lage und Breite des Resonanzniveaus (115, 227, 259).

Endlich kann man langsame Neutronen durch künstliche Radioaktivität, die sie nach Prozeß 3 in verschiedenen Elementen hervorrufen, nachweisen. Der Wirkungsquerschnitt hängt von der Geschwindigkeit nach Gleichung (7) ab. Um die Empfindlichkeit des Detektors als Funktion der Neutronengeschwindigkeit zu berechnen, muß man natürlich seine Dicke, die Winkelverteilung der Neutronen und die Energie der emittierten Elektronen in Betracht ziehen. Sowohl eine erhebliche Dicke des Detektors als auch eine erhebliche Öffnung des einfallenden Neutronenbündels bedingen eine Verbreiterung und eine Verwaschung der Resonanz. Man kann Korrektionen für diese Effekte anbringen.

Falls die Bestrahlung des betrachteten Elements in einer Lösung stattfindet, hat Furry (117) die Aktivität als Funktion des Wirkungsquerschnitts und der Konzentration berechnet.

Nach Gleichung (7) ist ein Detektor mit einer Resonanz bei der Energie E_g auch für thermische Neutronen empfindlich. Z. B. ist in einem Rhodiumblech von der Dicke 0,36 g/cm² ~ 28 Proz. der Aktivität der thermischen Neutronen, ~ 72 Proz. Resonanzneutronen zuzuschreiben. Die letzteren haben eine Energie von 1 Volt; wir bezeichnen sie als *D*-Gruppe. Um einen Detektor für die *D*-Gruppe zu haben, genügt es also, eine Rhodiumplatte zu nehmen, von der die thermischen Neutronen vollkommen abgeschirmt

werden. Dazu eignet sich Kadmium sehr gut. Dazu muß man aber bemerken, daß Kadmium zwar hauptsächlich, aber nicht ausschließlich thermische Neutronen absorbiert. Infolgedessen ist es vorteilhaft, die Benennung „*C*-Gruppe" für die Neutronen, die von Kadmium absorbiert werden, beizubehalten. Die *C*-Gruppe besteht hauptsächlich aus thermischen Neutronen, nicht aber aus thermischen Neutronen allein. Man sagt besser, daß 28 Proz. der Aktivität des betrachteten Rodiumblechs der *C*-Gruppe und 72 Proz. der *D*-Gruppe angehören. Die *D*-Gruppe ist definiert als die Gruppe der Neutronen, welche Rhodium aktivieren, nicht aber vom Kadmium absorbiert werden. Man kann auch das Rhodium als *C*-Gruppen-Detektor benutzen. Dazu genügt es, die Differenz zwischen seiner totalen Aktivität (*C*-Gruppe + *D*-Gruppe), und der Aktivität hinter einer dicken Kadmiumabschirmung zu messen (0,3—0,4 g/cm² genügen).

Wenn man von der *C*-Gruppen-Aktivität spricht, versteht man immer die Differenz zwischen der Aktivität eines Detektors und der Aktivität desselben Detektors bei Abschirmung mit Kadmium.

Das Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen, die aus einem Paraffinblock herauskommen, ist ein Kontinuum (s. Paragraphen 3 u. 4). Trotzdem kann man, wenn man die Differenz der Aktivitäten eines Detektors mit und ohne Abschirmung eines Elementes, das nur eine enge Neutronenbande absorbiert, mißt, so verfahren, als ob die Quelle nur eine enge Bande emittierte, die der Absorptionsbande des Schirmes entspricht. Die β-Aktivität der Detektoren wird im allgemeinen durch Ionisationskammern oder Zähler gemessen. Wenn eine erhöhte Empfindlichkeit notwendig ist oder man keinen Zähler anwenden will, kann eine kleine zylindrische Ionisationskammer verwendet werden, deren Elektroden aus dem Material, das bestrahlt werden soll, bestehen. Sie muß Sauerstoff oder besser Argon enthalten bei ziemlich hohem Druck (70—80 Atmosphären), damit die Reichweite der von den Wänden emittierten Strahlen fast vollkommen in der Kammer selbst verläuft. Die Kammer wird, ohne die Verbindung mit dem Elektrometer zu unterbrechen, bestrahlt. Wenn die Quelle γ-Strahlen emittiert, wird sie entfernt und daraufhin beginnt die Ablesung. Die zu erreichende Empfindlichkeit ist gleich der des Zählers, hat aber den Vorteil einer größeren Stabilität des Apparats (13, 14).

2. Quellen von schnellen Neutronen.

Bothe und Becker (44) haben als erste die Beobachtung gemacht, daß verschiedene leichte Elemente, wenn man sie mit α-Teilchen bombardiert, eine sehr durchdringende Strahlung aussenden. Während man im Anfang glaubte, daß es sich nur um γ-Strahlen handelte, konnte Chadwick (53) nach den Untersuchungen von I. Curie und F. Joliot (62) feststellen, daß diese Strahlung zum Teil aus Neutralteilchen (53, 182) besteht, deren Masse ungefähr der Masse des Protons gleich ist und die man Neutronen nennt.

Aus der Kenntnis der Masse der leichten Elemente und aus der Messung der bei verschiedenen Kernumwandlungen frei werdenden Energie war es möglich, den Wert der Neutronenmasse festzustellen; dieser Wert ist gleich 1,0090, während die Masse des Wasserstoffatoms 1,0081 gleich ist (190).

Außer der Masse kennt man heute für das Neutron auch den Spin, das magnetische Moment und die Statistik, die es befolgt.

Der Spin des Neutrons kann aus dem Spin des Deuterons ($1\ h/2\pi$) und dem des Protons ($^1/_2\ h/2\pi$) abgeleitet werden. Da man weiß, daß das Deuteron aus einem Proton und einem Neutron in einem ^3S-Zustand zusammengesetzt ist, leitet man ab, daß das Neutron den Spin $^1/_2\ h/2\pi$ hat.

Auch das magnetische Moment des Neutrons kann man, aus der Differenz des magnetischen Momentes des Deuterons (0,8 Kernmagnetonen; $1\ \text{Kernmagneton} = \frac{eh}{4\pi Mc}$, wo M die Masse des Protons ist) und des magnetischen Momentes des Protons [2,5—2,9 Kernmagnetonen (111, 86, 205)], ableiten, unter der Annahme, daß man das Vektormodell beim Kern anwenden kann. Man erhält so — 2 Kernmagnetonen: das Minuszeichen bedeutet, daß die Orientierung des magnetischen Momentes gegenüber der des mechanischen Momentes dieselbe ist, wie man sie im Falle einer negativen, um sich selbst rotierenden Ladung hätte.

Endlich erhält man, daß das Neutron die Fermische Statistik befriedigt; in der Tat, wenn die Kerne nur aus Neutronen und Protonen gebildet sind, ist es nötig, daß diese beiden Teilchen die Fermische Statistik befolgen, um die abwechselnden Intensitäten der Banden der zweiatomigen Moleküle zu erklären; aus diesen leitet man ab, daß die Kerne von gerader Massenzahl die Bose-Einstein-Statistik befolgen, während die mit ungerader Massenzahl die Fermische Statistik befolgen.

Die leichten Elemente, die mit α-Teilchen bombardiert Neutronen emittieren, sind *Li*, *Be*, *B*, *F*, *Ne*, *Na*, *Mg*, *Al*, *Si* (10), *P* (10). Von diesen sind diejenigen, die am meisten interessieren, da sie eine große Anzahl von Neutronen produzieren, *Be* und *B*. Für die anderen Elemente, die mit α-Teilchen bombardiert Neutronen emittieren,

verweisen wir auf den Artikel von Fleischmann und Bothe in den „Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften" 1934 und 1935 (104).

Im Falle des Beryllium ist die Reaktion bekanntlich

$$ {}^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{0}_{1}n . \qquad (8) $$

Die Anzahl der Neutronen, die von einer $Em + Be$-Quelle emittiert werden, ist kürzlich von verschiedenen Verfassern gemessen worden; nach Jaeckel (141) emittiert das Beryllium 10000 Neutronen pro Sekunde und pro Millicurie Emanation. Paneth, Loleit und Glückauf (193, 194) geben mehr als 6700 an, Fink 15000 (103) und Amaldi und Fermi (14, 16) 25000 Neutronen/sec/mC. Besonderes Interesse verdient die Arbeit von Paneth und Mitarbeitern, da sie auf der volumetrischen Messung des durch die Reaktion (4) bei Bestrahlung des Bor mit langsamen Neutronen erzeugten Heliums basiert.

Die Ausbeute dieser Reaktion ist als Funktion der Energie der einfallenden α-Teilchen zwischen 0,6 und 1,0 MEV von Crane, Lauritsen und Soltan (61) gemessen worden. Die Kurve, die diese Forscher mit einer dicken Be-Probe erhalten haben, ist in Fig. 1 reproduziert. G. Bernardini (25) hat die Ausbeute derselben Reaktion zwischen 1 und 5,5 MEV Energie der einfallenden α-Teilchen gemessen. Dieser Forscher hat eine sehr dünne Berylliumschicht benützt, so daß die einfallenden α-Teilchen alle mit derselben Energie begabt waren. Die Resultate dieses Autors sind in Fig. 2 reproduziert. Man bemerkt die schon von Rasetti (206) beobachtete Resonanz für α-Teilchen von 2 cm Reichweite (3,3 MEV). Eine grobe Angabe für höhere Energien der einfallenden α-Teilchen kann man aus den Messungen von Fermi und Amaldi (14) erhalten. Sie haben bewiesen, daß die Anzahl der Neutronen, die von einer dicken Berylliumschicht unter der Wirkung eines α-Teilchen des

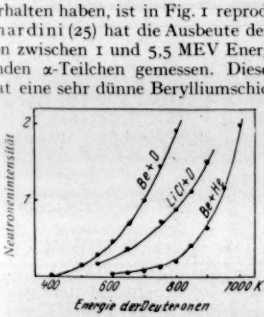

Fig. 1. Neutronenintensität als Funktion der Energie der Kanalstrahlteilchen bezogen auf gleiche Kanalstrahlstromstärke (integrale Anregungskurve). Der Maßstab der Intensität für die $Be+He$-Reaktion ist um einen Faktor 100 kleiner als für die anderen Reaktionen.

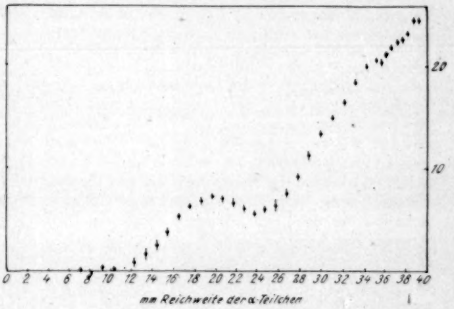

Fig. 2. Neutronenintensität der $Be+He$-Reaktion als Funktion der Reichweite der α-Teilchen (differentielle Anregungskurve).

RaC' (7,68 MEV) emittiert werden, wenigstens dreimal so groß als die Anzahl der Neutronen ist, die unter der Wirkung eines α-Teilchens des Rn (5,4 MEV) oder RaA (6,00 MEV) emittiert werden.

Die Energie der Neutronen einer $Em + Be$-Quelle ist von Dunning (77) gemessen worden,

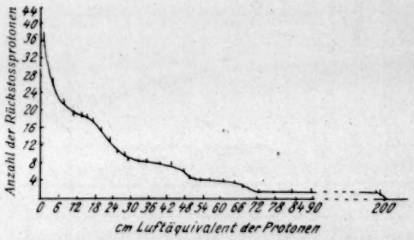

Fig. 3. Absorptionskurve der Rückstoßprotonen von Neutronen aus $Be + (Rn + RaA + RaC)$.

der die Reichweite der Rückstoßprotonen beobachtet hat (Fig. 3).

Kürzlich haben Bernardini und Bocciarelli (26) mit ziemlicher Genauigkeit das Spektrum der Neutronen einer $Po + Be$-Quelle gemessen. Die Resultate dieser Forscher stimmen mit den Resultaten von Dunning überein, falls man die verschiedene Energie der einfallenden α-Teilchen in Betracht zieht. Sie finden 4

Gruppen von Neutronen mit Energien 4,2 (1); 6,3 (3,5); 7,8 (10); 11 (~ 1/1000) MEV; die Zahlen in den Klammern stellen die relativen Intensitäten dar.

Wenig weiß man noch über die Reaktion

$$^{11}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \,. \qquad (9)$$

Es sieht so aus, als ob die Anzahl der emittierten Neutronen von der Größenordnung eines Zehntels von derjenigen in der oben betrachteten *Be*-Reaktion ist (200, 10, 116). Die Anregungskurve des Bor ist von Curie und Joliot (63) gemessen worden. Sie zeigt eine Resonanz für α-Teilchen von 1,1 cm Reichweite (2,2 MEV). Nach Chadwick (54) bilden die Neutronen, die von diesem Element unter der Wirkung der *Po*-α-Teilchen emittiert werden, eine einzige Gruppe von der Energie von 3,3 MEV in der Richtung der einfallenden Teilchen. Mott-Smith und Bonner dagegen erhielten abweichende Resultate (183, 38).

Vom Gesichtspunkt der Erzeugung einer großen Anzahl von Neutronen erhalten ein bemerkenswertes Interesse einige durch Beschießung mit Deuteronen an leichten Elementen *B*, *Li*, *Be*, *C* erhaltene Kernprozesse.

Die Reaktionen, die unter Deuteronenbestrahlung mit Neutronenemission stattfinden, sind bekanntlich:

$$^{2}_{1}D + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n + 3{,}16\,\text{MEV}, \qquad (10)$$

$$^{7}_{3}Li + ^{2}_{1}D \rightarrow 2\,^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n + 14{,}3\,\text{MEV}, \qquad (11a)$$

$$^{7}_{3}Li + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{1}_{0}n + 14{,}3\,\text{MEV}, \qquad (11b)$$

$$^{9}_{4}Be + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n + 4{,}25\,(3{,}7;\ 2{,}1;\ 0{,}8)\,\text{MEV}, \qquad (12)$$

$$^{11}_{5}B + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n + 13{,}5\,(9{,}1)\,\text{MEV}, \qquad (13a)$$

$$^{11}_{5}B + ^{2}_{1}D \rightarrow 3\,^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n + 3\,\text{MEV}, \qquad (13b)$$

$$^{10}_{5}B + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{11}_{6}C^{+} + ^{1}_{0}n + 6{,}2\,(4{,}0)\,\text{MEV}, \qquad (13c)$$

$$^{12}_{6}C + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{13}_{7}N^{+} + ^{1}_{0}n - 0{,}37\,\text{MEV}, \qquad (14a)$$

$$^{13}_{6}C + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n + 5{,}2\,\text{MEV}. \qquad (14b)$$

Neben die Reaktionen haben wir die freigemachten Energien in MEV geschrieben. Die Zahlen in Klammern stellen die Energien dar,

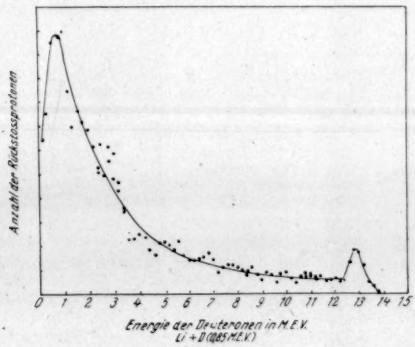

Fig. 4.

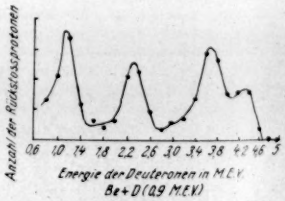

Fig. 5.

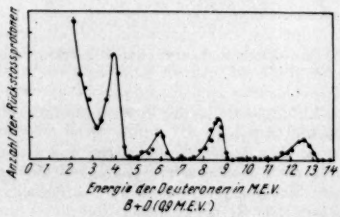

Fig. 6.

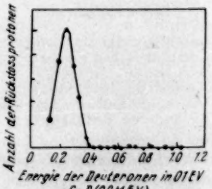

Fig. 7.

Fig. 4, 5, 6, 7. Anzahl der Rückstoßprotonen von Neutronen aus den $Li + D$-, $Be + D$-, $B + D$-, $C + D$-Reaktionen.

die bei der Emission von verschiedenen Neutronengruppen nach den Messungen von Bonner und Brubaker frei werden (41). Diese Werte sind aus der Energie der Rückstoßprotonen in einer Hochdruck-Wilsonkammer abgeleitet bei einer Energie von ungefähr 0,9 MEV der einfallenden Deuteronen. Um eine Idee von den relativen Intensitäten der verschiedenen Gruppen zu haben, sind in den Fig. 4, 5, 6, 7 die Resultate der Messungen von Bonner und Brubaker für *Li*, *Be*, *B* und *C* reproduziert. Die Abszissen sind die Energie der einfallenden Deuteronen in Millionen Elektronenvolt und die Ordinaten die Anzahl der Rückstoßprotonen, die in einer Richtung von etwa 90° gegen die Richtung der einfallenden Deuteronen beobachtet sind. Nur die Protonen, die von den einfallenden Neutronen nach vorn emittiert worden sind, sind betrachtet worden.

Um das Spektrum der Neutronen aus diesen Figuren zu erhalten, ist es nötig, die Tatsache im Auge zu behalten, daß der elastische Wirkungsquerschnitt gegenüber Protonen mit wachsender Energie des Neutrons abnimmt.

Die befreiten Energien ΔE, die in den oben beschriebenen Reaktionen auftreten, leitet man aus der Energie der Neutronengruppen ab, mittels der bekannten, auf die Impuls- und Energiesätze begründeten Formel

$$\Delta E = E_e\left(1 + \frac{m_e}{M}\right) - E_i\left(1 - \frac{m_i}{M}\right) - \frac{1}{M} p_i p_e \cos\Theta , \qquad (15)$$

wo E_e, m_e, p_e und E_i, m_i, p_i die Energie, die Masse und der Impuls bzw. der emittierten und der einfallenden Teilchen sind. M ist die Masse des Kernes, der sich in der Reaktion gebildet hat und Θ ist der Winkel zwischen den Richtungen der einfallenden und der emittierten Teilchen. Die Reaktion (10) gibt bekanntlich Neutronen einer einzigen Energie. Wenn die Energie E_i der einfallenden Teilchen gleich null ist, ist die Energie der emittierten Neutronen ungefähr 2,4 MEV.

Die Ausbeute der betrachteten Reaktionen ist von verschiedenen Forschern als Funktion der Energie der einfallenden Deuteronen gemessen worden. Für *Li* und *Be* sind die Kurven nach Crane, Lauritsen und Soltan (61) in Fig. 1 gegeben. In Fig. 8 sind die Kurven für *D*, *Be* und *C* nach Amaldi, Hafstad und Tuve (16) gegeben. Die Ordinaten stellen die Anzahl der emittierten Neutronen pro Sek. und μA der einfallenden Deuteronen dar. Im Fall des $D + D$ ist die Kurve auf eine schwere Wasser-Antianode bezogen, während es sich in den anderen Fällen immer um das reine Element handelt. Für *Li* haben diese Forscher gefunden, daß für alle gemessenen Energien die Ausbeute etwas größer als für *Be* ist. Man bemerke, daß die von diesen Forschern verwandte Methode die gleiche ist wie die von Amaldi und Fermi zur Messung der Anzahl der bei der $Em + Be$-Reaktion emittierten Neutronen. Der relative Fehler in diesen beiden Messungen ist klein. Der Einheit der Skala, an der linken Seite der Fig. 8 gezeichnet, entsprechen 25000 Neutronen pro sec, d. h. nach den Messungen von Amaldi und Fermi 1 mC von $Em + Be$.

Nach Ladenburg und Roberts (153) stehen die Anzahlen der emittierten Neutronen der $D + D$-Reaktion bei 100, 200, 300 kV, in den Verhältnissen 1:4, 4:8. Wenn die oben gegebene Kurve der Ausbeute der $D + D$-Reaktion mittels dieser Angaben extrapoliert wird, findet man, daß ungefähr 4×10^6 Deuteronen von 0,1 MEV pro Sek. nötig sind, um ein Neutron zu erzeugen. Dieser Wert ist in befriedigender Übereinstimmung mit den von Oliphant, Harteck und Rutherford (189) und in sehr guter Übereinstimmung mit den

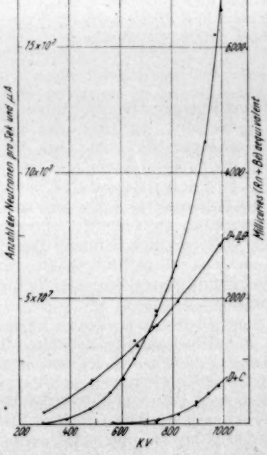

Fig. 8. Anzahl der Neutronen aus der $D+D$, $Be+D$, $C+D$-Reaktion als Funktion der Energie der einfallenden Teilchen.

Messungen von Ladenburg, Roberts und Sampson (152, 153) und Roberts (264). Die Messungen von Alexopoulos (1) scheinen nicht einwandfrei zu sein. Die Messungen, die Bonner und Brubaker (40) zwischen 0,3 und 1 MEV Energie der einfallenden Deuteronen ausgeführt haben, weichen von den Messungen von Amaldi, Hafstad und Tuve um einen Faktor 100 nach unten ab. Dieselbe Abweichung hat man für die $D + Be$-Reaktion. Auch die Messungen von Livingston, Henderson und Lawrence (160) für diese letzte Reaktion scheinen mit den Messungen von Amaldi, Hastad und Tuve nicht übereinzustimmen.

Wir bemerken endlich, daß es möglich ist, Neutronen durch einen photoelektrischen Kerneffekt zu erzeugen. Diese Erscheinung ist von Chadwick und Goldhaber (55) im Falle des Deuterons entdeckt worden, indem sie die γ-Strahlen des *ThC''* (2,62 MEV) anwendeten. Durch die Bestrahlung des Deuterons mit dieser Strahlung zerfällt es in ein Neutron und ein Proton. Die totale Energie dieser beiden Teilchen ist 0,4 MEV. Der Wirkungsquerschnitt der Strahlen des *ThC''* für das Deuteron ist 6×10^{-28} cm². Der photoelektrische Effekt findet nur für Energien der γ-Quanten statt, die höher als die Bindungsenergie des Deuterons, nämlich größer als 2,2 MEV sind. Die Theorie dieser Erscheinung ist von Bethe und Peierls (28) und von Breit und Condon (46) ausgeführt worden.

Szilard und Chalmers (235) haben den photoelektrischen Effekt auch im Falle des *Be* beobachtet. Die Kernreaktion ist

$$ {}^{9}_{4}Be + \gamma \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{1}_{0}n \,. \qquad (16) $$

Die Minimalenergie der γ-Quanten, für die diese Erscheinung auftritt, ist 1,6 MEV. Der Wirkungsquerschnitt ist auch in diesem Falle von der Größenordnung von 10^{-28} cm².

Kürzlich ist es Bothe und Gentner (45) gelungen, ein Neutron von *P*, *Cu*, *Br* und anderen Elementen abzuspalten mittels γ-Strahlen von 17,1 MEV, die man durch Beschießung des *Li* mit Protonen von 0,44 MEV erhält. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist ungefähr 10^{-27} cm².

Die so erhaltenen radioaktiven Körper stimmen oft mit denen überein, die durch Beschießung mit sehr schnellen Neutronen, von Heyn (138) und anderen (265, 266), erhalten worden sind. In einigen Fällen gestattet der Vergleich der so erhaltenen Aktivitäten eines Elementes mit der Aktivität, die durch Anlagerung eines Neutrons entsteht, die Zuordnung der verschiedenen Halbwertszeiten zu den verschiedenen radioaktiven Isotopen.

3. Die Verlangsamung der Neutronen durch elastische Stöße mit freien Protonen.

Nehmen wir eine punktförmige Quelle von Neutronen an, die alle dieselbe Anfangsenergie (einige Millionen Volt) besitzen. Tauchen wir diese Quelle in ein Medium, wie Wasser oder Paraffin, das eine große Anzahl von Protonen pro cm³ enthält, dann wollen wir den Verlangsamungsprozeß beschreiben, unter der Annahme, daß die Stöße zwischen Neutronen und Kernen nur elastisch sind. Wenn die Neutronen die Energie der thermischen Bewegung erreicht haben, diffundieren sie im Paraffin, bis sie von einem Proton, unter Bildung eines Deuterons, eingefangen werden.

Solange die Energie des Neutrons größer als die des Quants $h\nu$ der chemischen Bindung des Wasserstoffs in Paraffin oder in Wasser ist, können wir diese Bindung vernachlässigen und so tun, als ob der Stoß zwischen einem Neutron und einem freien ruhenden Proton stattfindet.

Die Frequenzen des Wasserstoffatoms in den gewöhnlichen wasserstoffhaltigen Substanzen sind von der Größenordnung von 1000–4000 cm^{-1} und deswegen ist das entsprechende Quant $h\nu$ von der Größenordnung von einigen Zehnteln Elektronenvolt. Deswegen können wir die chemische Bindung des Wasserstoffatoms vernachlässigen in den Stößen mit Neutronen, deren Energie größer als 1 Elektronenvolt ist. Die Betrachtungen dieses Paragraphen beziehen sich nur auf Neutronen, die diese Bedingung erfüllen. Der nächste Paragraph beschäftigt sich mit der Betrachtung der Angaben über die Neutronen, deren Energie kleiner als 1 Volt ist, besonders auf Neutronen mit thermischer Energie ($\sim {}^{1}/_{30}$ EV). Eine vollständige Behandlung der theoretischen Fragen, die in diesem Paragraphen von uns betrachtet werden, verdanken wir E. Fermi (100); man vergleiche ferner (191).

Die natürlichste Annahme über den elastischen Stoß zwischen Protonen und Neutronen ist die isotrope Zerstreuung der Neutronen in dem Raum, wo der Schwerpunkt der beiden Teilchen in Ruhe ist.

Dieses Gesetz entspricht dem Falle des elastischen Stoßes in der klassischen Mechanik, wie auch in der Quantenmechanik dem Falle des Stoßes zwischen zwei Teilchen, die mit einer beliebigen Kraft, allerdings nur mit kleinem Wirkungsradius, aufeinander wirken.

Nennen wir $E_0 = {}^{1}/_{2} M v_0^2$ die Energie des Neutrons vor dem Stoß und nehmen wir an, daß das Proton in Ruhe ist. Nach dem Stoß wird das Neutron unter einem Winkel Θ mit der Anfangs-

richtung in den Beobachtungsraum (in dem anfänglich das Proton in Ruhe ist) zerstreut und es wird dabei einen Bruchteil seiner Energie an das gestoßene Proton abgeben. Es ist leicht zu zeigen, daß bei der über das Diffusionsgesetz der Neutronen gemachten Annahme die Zerstreuung nur nach vorn stattfindet, d. h. der Winkel Θ nur zwischen 0° und 90° variiert. Ferner sind der Winkel Θ und die Energie E des Neutrons nach dem Stoß durch die einfache Relation verbunden

$$\frac{E}{E_0} = \cos^2\Theta. \tag{17}$$

Man kann auch zeigen, daß im Beobachtungsraum die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron von der Energie E_0 nach einem Stoß eine Energie zwischen E und $E + dE$ besitzt, dargestellt wird durch:

$$\sin 2\Theta \cdot d\Theta = 2 \sin\Theta \cos\Theta d\Theta = \frac{dE}{E_0} = \frac{2v\,dv}{v_0^2}. \tag{18}$$

Gl. (18) zeigt, daß nach einem Stoß alle Werte der Energie zwischen der Anfangsenergie und Null dieselbe Wahrscheinlichkeit haben. Obwohl das Problem nicht von direktem praktischen Interesse ist, sondern nur zur Erklärung des Mechanismus der Verlangsamung dient, werden wir fragen, wie das Spektrum der oben betrachteten Neutronen nach 1, 2, 3 . . . n . . . Stößen ist.

Die Lösung dieser Aufgabe und anderer, die später betrachtet werden, erhält man in sehr einfacher Form, wenn eine logarithmische Skala der Energie benützt wird, in der die Variable ist

$$x = \log \frac{E_0}{E}. \tag{19}$$

In kurzer Zeit werden wir die physikalische Bedeutung dieser Variablen erkennen.

Betrachten wir ein Neutron mit der Anfangsenergie E_0, das einige aufeinanderfolgende Stöße erleidet; seine Energie wird nacheinander die Werte E_0, E_1, E_2 . . . annehmen; bezeichnen wir mit $0 = x_0, x_1, x_2 \ldots, x_n \ldots$ die entsprechenden Werte der Variablen x, die wir uns auf einer geraden Linie dargestellt denken können. Nennen wir $\xi_n = x_n - x_{n-1}$ die Entfernung des n^{ten} Punktes von seinem Vorhergehenden; die Wahrscheinlichkeit, daß ξ_n zwischen ξ_n und $\xi_n + d\xi_n$ liegt, ist dann

$$e^{-\xi_n} d\xi_n. \tag{20}$$

In der Tat ist nach der Definition (19) die Formel (20) äquivalent mit (18). Andererseits ist das Wahrscheinlichkeitsgesetz (20) für das Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Punkten einer Verteilung über eine gerade Linie charakteristisch für die zufälligen Verteilungen.

Daraus schließen wir, daß die Punkte $x_0, x_1, x_2 \ldots$ auf einer geraden Linie zufällig verteilt sind. Überdies erkennen wir aus Gl. (20), daß die mittlere Entfernung von zwei aufeinanderfolgenden Punkten dieser Verteilung ist

$$\int_0^\infty \xi_n e^{-\xi_n} d\xi_n = 1,$$

d. h. daß die mittlere lineare Dichte dieser Punkte gleich 1 ist. Deswegen ist die mittlere Zahl der Punkte dieser Verteilung, die in ein Segment zwischen 0 und x fallen, gleich $x = \log \frac{E_0}{E}$. Hier stellt x die mittlere Zahl der Stöße dar, die nötig sind, um die Energie des Neutrons von E_0 auf E zu reduzieren. Aus diesen Betrachtungen wird klar, daß die Variable x durch Gl. (19) definiert, für diese Erscheinungen die natürlichste und geeignetste Variable ist.

Kehren wir nun zu der Aufgabe zurück, die Wahrscheinlichkeit $p_n(x)\,dx$, daß ein Neutron, das n Stöße erlitten hat, in das Intervall zwischen x und $x + dx$ fällt, zu bestimmen. Diese Funktion $p_n(x)$ ist von Wick (252) für den Fall des Stoßes gegen Protonen berechnet worden und von Condon und Breit (59) für den Fall des Stoßes gegen Kerne von willkürlicher Masse, den wir hier nicht betrachten werden: Das Wicksche Resultat ist

$$p_n(x) = \frac{x^{n-1}}{(n-1)!} e^{-x}. \tag{21}$$

Die mittlere Energie der Neutronen, die n Stöße erlitten haben, ist, wie man aus Gl. (21) berechnen kann, $E_0/2^n$; doch besitzt der größte Bruchteil der Neutronen, die n Stöße erlitten haben, eine Energie von nahezu E_0/e^n. Der hohe mittlere Wert der Energie ist durch wenige Neutronen von sehr hoher Energie bestimmt. In vielen Betrachtungen ist aber nicht die mittlere Energie, sondern die Energie, die der größte Bruchteil der Neutronen besitzt ($\sim E_0/e^n$), von Interesse.

Die Funktion (21) hat kein großes praktisches Interesse, weil die Quelle andauernd schnelle Neutronen emittiert, die durch aufeinanderfolgende Stöße verlangsamt werden, so daß wir, im Paraffin in jedem Augenblick und in jedem Punkt, Neutronen haben, die eine willkürliche Anzahl von Stößen, zwischen Null und Unendlich erlitten haben.

Eine Aufgabe, die ein direktes und praktisches Interesse hat, wäre die Berechnung der Zahl von Neutronen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$ in einem unendlichen Paraffinblock,

der eine Quelle enthält, die andauernd Q schnelle Neutronen pro Sek. emittiert. Es ist klar, daß diese Zahl nicht nur von v abhängt, sondern auch von der Entfernung von der Quelle der schnellen Neutronen, so daß mit wachsender Entfernung die Anzahl der langsameren Neutronen zunimmt.

Dieses Problem enthält einige Schwierigkeiten. Wir verdanken E. Fermi (94, 100) die Berechnung der Anzahl $n(v)dv$ der Neutronen mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v+dv$ in einem unendlichen Paraffinblock. Das Resultat ist

$$n(v) = \frac{2Q\lambda(v)}{v^2}, \qquad (22)$$

dabei ist Q die Zahl der von der Quelle pro Sek. emittierten schnellen Neutronen und $\lambda(v)$ die mittlere freie Weglänge der Neutronen mit der Geschwindigkeit v. Die Formel (22) ist sehr leicht aus (18) abzuleiten, unter der Annahme, daß die Neutronen nicht eingefangen werden. In kurzer Zeit werden wir die Richtigkeit dieser Annahme erkennen, weil die mittlere Lebensdauer der Neutronen in Paraffin von ihrer Geschwindigkeit unabhängig ist und gleich $1{,}7 \times 10^{-4}$ Sek. ist, und das ist sehr lang gegenüber der Zeit, die ein Neutron braucht, um die Energie von 1 Volt zu erreichen ($\sim 10^{-6}$ sec).

Um Gl. (22) zu beweisen, muß man die Stationaritäts-Bedingung für $n(v)dv$ anschreiben. In jedem Moment muß die Anzahl der Neutronen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v+dv$, die einen Stoß erleiden, so daß sie einen Bruchteil ihrer Energie verlieren, gleich der Anzahl der Neutronen sein mit Geschwindigkeiten größer als v, die nach einem einzigen Stoß in das Intervall zwischen v und $v+dv$ fallen.

Bis heute haben wir keine experimentelle Kontrolle von Gl. (22). Diese Formel ist dennoch (18) äquivalent und sie muß mit denselben Einschränkungen gültig sein, mit denen die isotrope Zerstreuung der Neutronen im Koordinatensystem, in dem der Schwerpunkt beider stoßenden Teilchen in Ruhe ist, angenommen wurde.

Betrachten wir nun die Raumverteilung der Neutronen in einem unendlichen Block von irgendeiner wasserstoffhaltigen Substanz, die eine punktförmige Quelle von schnellen Neutronen enthält. Die Rechnung der Raumverteilung de. Neutronen von gegebener Geschwindigkeit bildet einige Schwierigkeiten. Die bekannten Angaben sind aus Experimenten abgeleitet.

Die Messungen sind von Amaldi und Fermi (13, 14) für die einzelnen Neutronengruppen ausgeführt worden, in derselben Art, wie schon andere Forscher vorgegangen waren. Diese hatten aber nur die Raumverteilung der langsamen Neutronen, ohne zwischen thermischen und Resonanzneutronen zu unterscheiden, gemessen (9, 249, 221).

Es ist zu bemerken, daß diese Experimente in Wasser, anstatt in Paraffin, ausgeführt worden sind.

Die benützten Indikatoren sind die folgenden: Rhodium mit Kadmium geschützt (D-Gruppe, ungefähr 1 Volt Energie); Silber mit Kadmium geschützt (A- und B-Gruppe, ungefähr 2,5 und 4,5 Volt); Jod mit Kadmium geschützt (I-Gruppe, ungefähr 80 Volt). Endlich sind die Messungen auch mit Rhodium ohne Cd-Schutz ausgeführt worden, so daß die Differenz zwischen diesen Messungen und den der D-Gruppe die Angaben der C-Gruppe (thermische Neutronen) liefert. Die Aktivität eines dieser Indikatoren ist, wenn er in ein großes Wassergefäß, das eine $Em+Be$-Quelle enthält, getaucht wird, proportional der Dichte der Neutronen der Gruppe, die den Indikator aktiviert, in der Nähe des Indikators selbst.

Aus der Messung der Aktivität dieser verschiedenen Indikatoren in verschiedenen Entfernungen von der Quelle ermittelt man, von einem konstanten Faktor abgesehen, die Dichte $\delta_v(r)$ der Neutronen von der Geschwindigkeit v, als Funktion des Abstandes r. Die so erhaltenen Kurven lassen sich in sehr grober Annäherung durch $e^{-\left(\frac{r}{r_m}\right)^2}$ darstellen. Mit einer $Em+Be$-Quelle erhält man für die I-Gruppe $r_m = 6$ cm; für die $A+B$-Gruppen $r_m = 6{,}5$ cm; für die D-Gruppe $r_m = 7$ cm und für die C-Gruppe $r_m = 9{,}5$ cm. Es ist jedoch zu bemerken, daß schon für r größer als 10–12 cm diese Darstellung nicht befriedigend ist, weil die Gaußschen Kurven unter den experimentellen bleiben. Wenn man die Dichte $\delta_v(r)$ mit $4\pi r^2$ multipliziert, hat man eine Funktion, die wir $f_v(r)$ nennen wollen, so daß $f_v(r)dr$ die Anzahl der Neutronen mit der Geschwindigkeit v zwischen zwei Kugeln vom Radius r und $r+dr$ darstellt.

Es würde sehr interessant sein, die Funktion $f_v(r)$ für viele verschiedene Werte von v zwischen der Geschwindigkeit v_0, mit der die Neutronen von der Quelle emittiert werden, und der Geschwindigkeit der thermischen Bewegung festzustellen. Leider sind diese Messungen nur für die obengenannten vier Indikatoren ausgeführt; die Resultate sind in Fig. 9 dargestellt. Die oben angegebenen Werte von r_m sind aus der Lage des Maximums der Kurven $f_v(r)$ der Fig. 9 bestimmt worden. Die Kurven sind mit derselben Inhaltsfläche gezeichnet worden um ihren Gang zu vergleichen.

In Wirklichkeit sind, von der C-Gruppen-Kurve abgesehen, die wir später betrachten

werden, die Inhaltsflächen der Kurven der Fig. 9 aus der folgenden Beziehung zu berechnen:

$$\int_0^\infty f_v(r)\,dr = \frac{2Q\lambda(v)}{v^2}\,, \qquad (23)$$

wo v die Geschwindigkeit der betrachteten Neutronen ist, die man mittels der Bor-Annahme bestimmen kann, wie wir schon behauptet haben. Wir wiederholen noch einmal, daß Gl. (23) nur für Neutronen mit Energien größer als 1 Volt gültig ist.

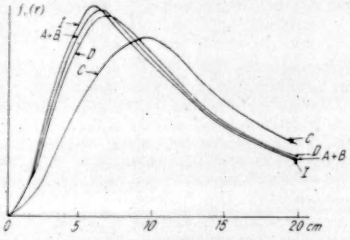

Fig. 9. Räumliche Verteilung der langsamen Neutronen im Wasser.

Die experimentelle Bestimmung des Wertes der linken Seite von Gl. (23) kann nicht ausgeführt werden, weil wir die Aktivität des Indikators messen, die außer von der Dichte der Neutronen in der Nähe des Indikators auch von der Form und besonders von der Breite der Resonanzlinie abhängt. Im Paragraph 4 werden wir sehen, wie diese Tatsache für die Messung der Breite der Resonanzlinie benützt werden kann, wenn wir für die Inhaltsfläche der Kurven $f_v(r)$ die nach Gl. (23) berechneten Werte annehmen (13, 14).

Der Gang der Kurven $f_v(r)$ ist noch nicht theoretisch berechnet worden; aber wir werden einige qualitative Betrachtungen über die räumliche Verteilung der verlangsamten Neutronen entwickeln. Es ist zu bemerken, daß der Gang der Kurve $f_v(r)$ außer von der Anfangsgeschwindigkeit v_0 und von der betrachteten Geschwindigkeit v der Neutronen auch von dem Gesetz abhängt, das die mittlere freie Weglänge $\lambda(v)$ der Neutronen in Paraffin oder Wasser mit der Geschwindigkeit v verknüpft.

Dunning (77) hat die mittlere freie Weglänge der Neutronen der *Em* + *Be*-Reaktion in Paraffin gemessen und den Wert 5,1 cm gefunden. Diese Messung ist sehr genau, aber das Neutronenspektrum dieser Quelle ist so verwickelt, daß der oben gegebene Wert nur als Hinweis betrachtet werden kann.

Für die Neutronen der *D*- und *A*-Gruppe (ungefähr 1 und 2,5 Volt Energie) haben Amaldi und Fermi mittels eines Zerstreuungsexperiments in Paraffin den Wert $\lambda_g = 1{,}1$ cm gefunden (13, 14). Dieses Resultat beruht auf der Annahme, daß die Resonanzbanden des Rhodiums (*D*-Gruppe, 1 Volt) und des Silbers (*A*-Gruppe, 2,5 Volt) so schmal sind, daß jedes Neutron in dem Paraffin eine einzige mittlere freie Weglänge in der Breite der Bande durchläuft. Diese Annahme ist nur annähernd erfüllt, so daß wahrscheinlich der oben gegebene Wert ein bißchen zu hoch ist. Wir nehmen vorläufig mit Amaldi und Fermi den Wert $\lambda_g = 1{,}0$ cm für die mittlere freie Weglänge der Neutronen mit einer Energie von einigen Volt im Paraffin an.

Vom theoretischen Standpunkt können wir erwähnen, daß unter der Annahme, daß der Wirkungsradius der Kräfte zwischen Neutron und Proton klein ist gegenüber der de Broglieschen Wellenlänge des Neutrons, der elastische Wirkungsquerschnitt dieser beiden Teilchen sich zu

$$\sigma = \frac{h^2}{\pi M}\left|\frac{3}{4}\frac{1}{|E_t| + \frac{1}{2}E} + \frac{1}{4}\frac{1}{|E_s| + \frac{1}{2}E}\right| \qquad (24)$$

ergibt, wo E_t und E_s die Energien der beiden Zustände ^3S und ^1S des Proton-Neutron-Systems sind; E_t ist die Bindungsenergie des Deuterons, nämlich $E_t = -2{,}2$ MEV.

Der elastische Wirkungsquerschnitt der Neutronen mit einer Energie E von einigen Volt, die man aus dem Wert $\lambda_g = 1{,}0$ cm berechnen kann, ist $12{,}8\ 10^{-24}$ cm² (hier haben wir den elastischen Wirkungsquerschnitt der *C*-Atome vernachlässigt, so daß wir einen Fehler von 10 Proz. gemacht haben). Aus diesem Wert des Wirkungsquerschnittes finden wir mittels Gl. (24) $|E_s| = 0{,}12$ MEV.

An Hand der Resultate einiger Messungen der mittleren freien Weglänge in Paraffin für Neutronen, die unter der Wirkung von *ThC''*-γ-Strahlen vom Deuteron emittiert werden (0,2 MEV Energie), hat Goldhaber (119) einige Zweifel über die Gültigkeit der Gl. (24) ausgesprochen (er findet $\lambda = 4{,}5$ cm anstatt 1,3 cm).

Andere Messungen der mittleren freien Weglänge in Paraffin von Tuve und Hafstad (244) mit den Neutronen der $D + C$-Reaktion (0,6 — 1,2 MEV) bestätigen die Formel (24) (diese Forscher finden $\sigma = 3{,}7$–$4{,}7\ 10^{-24}$ cm²). Kürzlich haben Booth und Hurst (43) für Neutronen mit 2,4 MEV Energie ($D + D$-Reaktion) den Wert $\sigma = 1{,}8\ 10^{-24}$ cm² gefunden. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit Gl. (24), obwohl man nicht sicher ist, ob für Neutronen mit Energien von einigen Millionen Volt die oben genannte Formel gültig ist, wegen der Annahme, auf der sie begründet ist.

Aus diesen Resultaten können wir schließen, daß während des Verlangsamungsprozesses im

Paraffin die mittlere freie Weglänge der Neutronen, die anfänglich einige Millionen Volt Energie haben, vom Anfangswert von ungefähr 5 cm auf 1 cm abnimmt; dieser Wert bleibt dann unverändert, bis die Energie des Neutrons die Größenordnung des Quantums $h\nu$ der elastischen Frequenzen des Wasserstoffatoms im Paraffin (1000–$4000\ \mathrm{cm^{-1}}$) erreicht.

Wir kommen nun darauf zurück, die räumliche Verteilung der Neutronen in einer wasserstoffhaltigen Substanz zu betrachten. Es ist zu bemerken, daß die Kurven der Fig. 9 in Wasser, anstatt in Paraffin, gemessen worden sind, so daß man mit der Annahme, daß die mittlere freie Weglänge der Dichte der Protonen umgekehrt proportional ist, alle mittleren freien Weglängen mit einem Faktor 1,16 multiplizieren muß.

Es ist klar, daß während der Verlangsamung die Neutronen auf immer größere Entfernungen von der Quelle zerstreut werden. Um diese Tatsache mit einem geeigneten Parameter auszudrücken, kann man den Mittelwert des Quadrats der Entfernung r von der Quelle für Neutronen mit gegebener Geschwindigkeit v berechnen, nämlich

$$\overline{r_v^2} = \frac{\int_0^\infty f(r) \cdot r^2 dr}{\int_0^\infty f(r) dr}. \qquad (25)$$

Es ist klar, daß mit abnehmendem v, $\overline{r_v^2}$ zunimmt (14). G. Hovay (140) hat rechnerisch den Parameter $\overline{r_1^2}$ für Neutronen mit 1 Volt Energie berechnet, als Funktion der Anfangsenergie der Neutronen, die von einer punktförmigen Quelle emittiert werden. Die Rechnung ist unter Benutzung einiger Formeln von Fermi (100) ausgeführt, mit der Annahme, daß der Ausdruck Gl. (24) gültig ist. Es ist zu bemerken, daß die gefundenen Werte von $\overline{r_1^2}$ von dem Wert des elastischen Wirkungsquerschnitts des Sauerstoffs abhängen [$\sim 2\ 10^{-24}\ \mathrm{cm^2}$ für schnelle Neutronen, Gl. (17)]. Endlich hat E. Fermi (100) bewiesen, daß in dem Energieintervall, wo die mittlere freie Weglänge konstant ist (schon für Neutronen mit 10000 Volt Energie $\lambda_0 \cong 1{,}16$ cm in Wasser), man die Beziehung hat

$$\frac{\overline{r_v^2} - \overline{r_{v'}^2}}{6\,\lambda_0^2} = \log \frac{E'}{E} = 2 \log \frac{v'}{v}, \qquad (26)$$

d. h. es ist möglich, aus der Messung von zwei Kurven $f_v(r)$ das Verhältnis der entsprechenden Geschwindigkeiten zu berechnen.

In Tabelle I sind die Werte von $\overline{r_v^2}$ aus den Kurven der Fig. 9 berechnet, angegeben. Aus Fig. 9 kann man erkennen, daß die verschiedenen Funktionen $f_v(r)$ für große Entfernung r von der Quelle alle mit demselben Gesetz abnehmen. Für große r kann man diese Funktionen empirisch durch $e^{-r/9{,}5}$ darstellen. Die Werte der $\overline{r_v^2}$ sind ziemlich ungenau, weil in dieser Rechnung die Verteilung der Neutronen in großer Entfernung von der Quelle sehr wichtig ist. Aber die Differenzen der Werte der $\overline{r_v^2}$ für die verschiedenen Gruppen sind ein bißchen genauer.

Tabelle I.

Gruppe	$\overline{r^2}\ \mathrm{cm^2}$
C	326,7
D	276,6
$A+B$	270,6
I	262,2

Wir wollen bemerken, daß für große Werte von r die Darstellung der Kurven von Fig. 9 durch Exponentialfunktionen vollständig willkürlich ist.

Es ist leicht, den allgemeinen Gang der Kurven $f_v(r)$ qualitativ zu verstehen, wenn wir die schnellen Neutronen der Quelle als eine Primärstrahlung betrachten, die im Wasser durch Erzeugung einer Sekundärstrahlung (Neutronen mit Geschwindigkeit v), die weicher als die primäre ist, absorbiert wird (die mittlere freie Weglänge in Wasser ist für schnellere Neutronen 6 cm, für langsame, nicht thermische, Neutronen 1,16 cm). In großer Entfernung von der Quelle ist die Primärstrahlung mit der Sekundärstrahlung im Gleichgewicht und beide nehmen mit zunehmendem r nach dem Absorptionsgesetz der Primärstrahlung (schnelle Neutronen) ab. Es ist klar, daß in dieser Betrachtung der Ausdruck „Absorption" nicht als eine wirkliche Absorption zu verstehen ist, sondern als ein Zerstreuungsprozeß, bei dem die Neutronen Energie verlieren, so daß ihre mittlere freie Weglänge schnell abnimmt.

Aus dieser groben Betrachtung versteht man, daß der Gang der Kurven $f_v(r)$ für große r mit der mittleren freien Weglänge in Wasser λ_0 der von der Quelle emittierten schnellen Neutronen verbunden ist. Für Betrachtungen und Messungen dieser Art vergleiche man (187, 16). Die Berechnung des asymptotischen Ganges der Funktionen $f_v(r)$ für große r bietet einige Schwierigkeiten. Dagegen ist es möglich, die folgende grobe Betrachtung, die G. C. Wick vorgeschlagen hat, zu machen.

Bezeichnen wir mit E_0 und λ_0 die Energie und die mittlere freie Weglänge der Neutronen der Quelle; wir werden als Primärneutronen alle Neutronen mit Energien zwischen E_0 und $E_0 - \Delta E$, wo ΔE klein ist, betrachten. Im allgemeinen verliert ein Neutron, das von der Quelle mit der Energie E_0 emittiert wird, nach einem Stoß im Wasser einen hohen Bruchteil seiner Energie. Wir werden die Wahrscheinlichkeit betrachten,

daß nach n Stößen die Energie des Neutrons noch zwischen E_0 und $E_0 - \Delta E$ liegt. Es ist klar, daß die Neutronen die diese Bedingung erfüllen, keine große Abweichung von der Emissionsrichtung erlitten haben. Bei jedem Stoß sind sie nur unter einem kleinen Winkel gestreut worden. Nun kann man beweisen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, das n Stöße erlitten hat, noch eine Energie zwischen E_0 und $E_0 - \Delta E$ besitzt, durch

$$\frac{1}{n!}\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^n$$

dargestellt wird.

Andererseits ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron mit der mittleren freien Weglänge λ_0, nach n nichtablenkenden Stößen eine Entfernung zwischen r und $r + dr$ von dem Anfangspunkt erreicht hat:

$$\frac{1}{n!}\frac{r^n}{\lambda_0^{n+1}} e^{-\frac{r}{\lambda_0}} dr .$$

Deswegen ist die Zahl der Neutronen, die mit einer Energie zwischen E_0 und $E_0 - \Delta E$ eine Entfernung zwischen r und $r + dr$ von der Quelle erreichen, gleich

$$e^{-\frac{r}{\lambda_0}} \sum_0^\infty \frac{1}{\lambda_0^{n+1}} \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^n \frac{r^n}{(n!)^2} \sim \text{const} \cdot r^{-1/2} e^{-\frac{r}{\lambda_0}} e^{2\sqrt{\frac{\Delta E}{E_0}\frac{r}{\lambda_0}}}. \qquad (27)$$

Gl. (27) gibt uns eine grobe Darstellung des Ganges der Funktionen $f_r(r)$ für große r. Es ist leicht zu erkennen, daß aus der Messung von $f_r(r)$ prinzipiell λ_0 abgeleitet werden kann, weil man die Beziehung

$$-\frac{1}{\lambda_0} = \lim_{r\to\infty} \frac{\log f_r(r)}{r}$$

hat. Jedoch ist dieser Ausdruck nicht zur experimentellen Bestimmung von λ_0 geeignet.

Endlich wollen wir bemerken, daß es möglich ist, die Neutronen einer Quelle zu verlangsamen mittels nicht wasserstoffhaltiger Substanzen (Pb, SiO_3, C, Au, D_2O, Be) (9, 196, 71, 58, 72, 134, 157, 162, 22). Im Falle der schweren Elemente, wie z. B. Blei, findet die Verlangsamung der Neutronen durch unelastische Stöße statt. Es handelt sich um einen Mechanismus, der vollständig verschieden von dem oben beschriebenen ist.

Ehrenberg (85) hat beobachtet, daß, wenn man zwischen die Quelle der schnellen Neutronen und den Ag- oder I-Indikator eine Schicht von ungefähr 2 cm Ag legt, die Aktivität des Indikators ungefähr um 40 Proz. zunimmt. Diesen Effekt kann man teilweise durch einfache geometrische Betrachtungen erklären. Rotblat und Żyw (217) glauben eine ähnliche Erscheinung für Cu und andere Elemente beobachtet zu haben; diese Resultate stimmen mit einigen nicht publizierten Messungen von Rasetti nicht überein.

4. Neutronen mit Energien kleiner als 1 Volt.

Nun betrachten wir die Neutronen mit Energien kleiner als 1 Volt und besonders die thermischen Neutronen.

Wie schon im ersten Paragraphen bemerkt wurde, ist der erste experimentelle Beweis der Existenz thermischer Neutronen von Moon und Tillman (180) gegeben worden. Diese Forscher brachten einen Indikator aus Silber oder aus anderen Substanzen in ein Dewargefäß, das einen Hohlzylinder aus Paraffin mit einem Durchmesser von 3,7 cm und einer Wandstärke von 1,6 cm enthielt. Einmal wurde es auf Zimmertemperatur und einmal auf flüssige Lufttemperatur eingestellt. Das Dewargefäß war mit Paraffin umgeben, um die Neutronen von einer Quelle außerhalb zu verlangsamen. Die Autoren haben beobachtet, daß die Aktivität des Silberindikators um ungefähr 17 Proz. und die des Kupferindikators um 25 Proz. zunimmt, wenn die Temperatur bis $-180°$ C abnimmt. Diese Tatsache kann man verstehen, wenn man sich vorstellt, daß die Neutronen thermisches Gleichgewicht erreichen und daß der Einfangwirkungsquerschnitt des Indikators mit abnehmender Geschwindigkeit der Neutronen zunimmt. Aber wenn man versucht, diesen thermischen Effekt quantitativ zu erklären, begegnet man einigen Schwierigkeiten. Deswegen werden wir den thermischen Effekt am Ende dieses Paragraphen betrachten, wenn schon die Resultate von anderen Experimenten und einige theoretischen Überlegungen über den Verlangsamungsprozeß der Neutronen mit kleiner Energie ($E < 1$ Volt), dargestellt worden sind.

Kurz nach dem Experiment von Moon und Tillman konnten Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Segrè (10) mit einem mechanischen Apparat beweisen, daß die in Paraffin verlangsamten Neutronen eine Geschwindigkeit von der Größenordnung einiger tausend Meter pro Sek. haben müssen.

Dieses Experiment erlaubt die Zeit zu messen, die die Neutronen in Paraffin verbleiben, bevor sie von den Protonen eingefangen werden. Um das zu erklären, machen wir einige Betrachtungen

über das Prinzip des Experimentes; nachher werden wir die experimentelle Anordnung beschreiben.

Betrachten wir eine Quelle S, die in Ruhe in einem unendlichen Paraffinblock ist und 1 Neutron pro Sek. emittiert. Denken wir uns ferner, daß die Emission der Neutronen nur für eine unendlich kurze Zeit zwischen t und $t+dt$ stattfindet. Diese Neutronen werden in dem ganzen Paraffinblock zerstreut werden, so daß ihre Energie bis zur thermischen Energie abnimmt. Wir führen eine Funktion $\varphi(r, t_1-t)$ ein, so daß $\varphi(r, t_1-t)\,dt$ die Dichte der thermischen Neutronen in der Entfernung r von der Quelle als Funktion der Zeit t_1 darstellt ($t_1 \geq t$).

Wir nehmen an, daß man $\varphi(r, t_1-t)$ als ein Produkt von zwei Funktionen schreiben kann, die von einer einzigen Variablen abhängen:

$$\varphi(r, t_1-t) = \delta_T(r)\,\chi(t_1-t)\,, \qquad (28)$$

wo $\chi(t_1-t)$ durch $\int_0^\infty \chi(x)\,dx = 1$ normiert ist. Es ist leicht zu erkennen, daß die Funktion $\delta_T(r)$ proportional der Dichte der thermischen Neutronen ist, die wir im vorhergehenden Paragraphen behandelten. Nun betrachten wir die Funktion $\chi(t_1-t)$; es ist klar, daß $\chi(t_1-t)$ kaum von der Entfernung von der Quelle abhängt, weil die Neutronen, solange sie schnell sind, den ganzen Paraffinblock in einer sehr kurzen Zeit durchlaufen, während der Verlangsamungsprozeß bis zur thermischen Energie in einem kleinen Bereich stattfindet. Deswegen ist die Zerlegung (28) der Funktion $\varphi(r, t_1-t)$ eine vernünftige Annahme. Jedenfalls werden wir $\chi(t_1-t)$ über die Entfernung r mitteln. Nun überlegen wir, wie sich die Dichte der thermischen Neutronen in einer

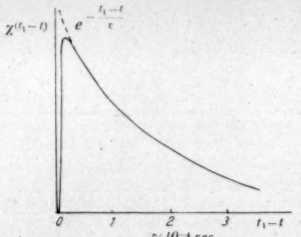

Fig. 10. Anzahl der thermischen Neutronen als Funktion der Zeit nach der Emission.

gegebenen Entfernung r von der Quelle als Funktion der Zeit t_1-t verändern wird (Fig. 10). Wenn die schnellen Neutronen (zur Zeit t) emittiert sind, ist die Dichte der thermischen Neutronen gleich null, weil die schnellen Neutronen ungefähr 10^{-6} Sek. brauchen, um in dem ganzen Paraffinblock zerstreut zu werden, während sich ihre Energie, wie in dem vorhergehenden Paragraphen beschrieben worden ist, auf ungefähr 1 Elektronenvolt reduziert. Danach werden die Neutronen mit einer Energie von 1 Volt noch mehr Energie verlieren bis sie das thermische Gleichgewicht erreichen, so daß die Dichte der thermischen Neutronen anfängt zuzunehmen. Andererseits hat die Dichte der

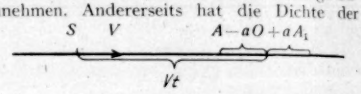

Fig. 11.

thermischen Neutronen wegen der Diffusion und des Einfangens durch die Protonen die Tendenz abzunehmen, so daß die Funktion $\chi(t_1-t)$ ein Maximum erreicht und nachher abnimmt. Die Zeit, die nötig ist um das Maximum zu erreichen, ist von der Größenordnung der Verlangsamungszeit von 1 Volt bis zur thermischen Energie, d. h. ungefähr 10^{-5} sec. In der Tat werden wir sehen, daß ungefähr 10 Stöße nötig sind, um diese Energiereduktion zu erhalten. Endlich ist zu bemerken, daß die Verminderung der Dichte der thermischen Neutronen hauptsächlich durch Einfangen der Protonen und nicht durch Diffusion stattfindet.

Nun denken wir uns, daß die Quelle S sich aus einer sehr großen Entfernung auf den Punkt o zu mit konstanter Geschwindigkeit V bewegt und nehmen an, daß die Quelle den Punkt o zur Zeit t_1 erreichen wird. In diesem Moment t_1 messen wir die Dichte der thermischen Neutronen in den zwei Punkten A und A_1, die symmetrisch zu o in der Entfernung $-a$ und $+a$ liegen (vgl. Fig. 11). Der Einfachheit halber wählen wir $t_1 = 0$, so daß t zwischen $-\infty$ und 0 variieren kann. $-t$ Sekunden früher als wir die Messung ausführen ist die Quelle in der Entfernung Vt von dem Punkt o. Wenn wir die Messung ausführen, ist in den zwei Punkten A und A_1 die Dichte der Neutronen, die von der Quelle zwischen t und $t+dt$ emittiert wurden, gleich

$$\delta_T(a \mp Vt)\,\chi(-t)\,dt = [\delta_T(a) \mp \delta'_T(a)\,Vt]\,\chi(-t)\,dt,$$

weil wir die Geschwindigkeit V der Quelle als klein annehmen.

Die Dichte der Neutronen in den zwei Beobachtungspunkten zur Zeit $t_1 = 0$ wird durch Integration dieses Ausdruckes erhalten:

$$\left.\begin{aligned} \delta_T(a) \mp \delta'_T(a)\,V \int_{-\infty}^{0} t\,\chi(-t)\,dt &= \delta_T(a) \\ \pm \delta'_T(a)\,V\bar{t} &= \delta_T(a \pm V\bar{t})\,, \end{aligned}\right| \qquad (29)$$

wo $\qquad \bar{t} = \int_0^\infty t\,\chi(t)\,dt \quad$ ist.

Das heißt, die Dichte der thermischen Neutronen zur Zeit $t_1 = 0$ ist größer in dem Punkt $-a$ als in dem Punkt $+a$, und der Unterschied ist derselbe den man haben würde, wenn die Quelle in Ruhe in dem Punkt $\Delta r = -V\bar{t}$ wäre, wo $\bar{t}$ die mittlere Zeit ist, während der ein Neutron im Paraffin bleibt. Abgesehen von der Verlangsamungszeit ($\sim 10^{-5}$ Sek.), hat man $\bar{t} \sim \tau$ (man sehe Fig. 10) wo τ die Lebensdauer für den Einfangsprozeß ist.

Der experimentelle Apparat war ein Stahlrad von 80 cm Durchmesser; am Rand dieses Rades waren eine *Em* + *Be*-Quelle und zwei *Mn* oder *V*-Indikatoren fest eingeschraubt. Die zwei Indikatoren waren im Abstand von 5 cm ($\pm a = \pm 5$ cm) von beiden Seiten der Quelle angebracht, so daß bei der Drehbewegung des Rades einer der Indikatoren voranging und der andere der Quelle mit 67 m/Sek. Geschwindigkeit folgte. Um die oben beschriebenen Bedingungen möglichst weit anzunähern, müßte sich das Rad in einer wasserstoffhaltigen Substanz wie Wasser drehen. Praktisch bewegte sich das Rad zwischen zwei Paraffintoren mit einem rechtwinkligen Querschnitt von 10×20 cm, die 6 cm von der Radebene entfernt waren. Bei dieser Anordnung sind die Aktivitäten beider Indikatoren proportional der Dichte der thermischen Neutronen 5 cm vor und 5 cm hinter der Quelle. Bei der verwandten Geschwindigkeit des Rads waren die Aktivitäten beider Indikatoren um 10 Proz. verschieden. Denselben Unterschied erreicht man, wenn die ruhende Quelle vom Mittelpunkt der Bogen beider Indikatoren um $\Delta r = -0{,}5$ cm verrückt wird. Aus diesen Werten findet man $\bar{t} \sim \tau = 0{,}74\ 10^{-4}$ Sek. $\sim 10^{-4}$ Sek. Dieses Resultat ist wegen der beschränkten Dimensionen des Paraffins und des großen Luftintervalls um das Rad nur als eine Angabe über die Größenordnung zu bewerten.

Ein ähnliches Experiment ist kürzlich, unabhängig, von Harteck und Knauer (132) ausgeführt worden. Die geometrischen Bedingungen waren viel vernünftiger, weil die Quelle und die Indikatoren auf einer festen Grundplatte befestigt waren und in einem Wasserbecken bewegt wurden. Die Geschwindigkeit war nur 2,7 oder 4 m pro Sek. Das Resultat dieser Forscher ist ungefähr 10mal größer als das oben gegebene.

Frisch und Sørensen (113) haben ein anderes mechanisches Experiment ausgeführt, um zu zeigen, daß die durch Paraffin verlangsamten Neutronen die thermische Energie erreichen. Neben einem Holzrad von 2 cm Dicke befindet sich eine *Em* + *Be*-Quelle mit Paraffin. Die Umfangsgeschwindigkeit des Rades war 90 m/Sek. Die Neutronen, die aus dem Paraffinblock herauskommen, werden vom äußeren Teil des Rades zerstreut, der sich in einer Richtung senkrecht zur mittleren Bewegungsrichtung der Neutronen bewegt. Die Dicke des Rades ist ziemlich groß, so daß ein erheblicher Bruchteil der Neutronen, der neben den Rand des Rades fällt, einen oder mehrere Stöße mit den Wasserstoffatomen des Holzes erleidet; an der anderen Seite des Rades beobachtet man diese Neutronen, die eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung der Geschwindigkeit des Zerstreuers bekommen haben. Deswegen muß man eine Asymmetrie in der Raumverteilung der zerstreuten Neutronen gegenüber der durch Quellen und Radachse bestimmten Ebene beobachten. Die Resultate von Frisch und Sørensen stimmen mit der Annahme, daß die Neutronen, wenn sie im Paraffin verlangsamt werden, die thermische Geschwindigkeit (~ 2500 m/sec) erreichen, überein.

Dunning, Pegram, Fink, Mitchell, Segré (79) haben die Geschwindigkeit der thermischen Neutronen, die von einem Paraffinblock herauskommen, mittels eines mechanischen Apparats, Geschwindigkeitsselektor genannt, gemessen.

Der Geschwindigkeitsselektor (Fig. 12) besteht aus 4 Duraluminiumscheiben, auf denen einige Kadmiumsektoren, die mit freien Intervallen abwechseln, befestigt sind. Zwei (A, A) der vier Scheiben sind auf einer drehenden Achse in einer Entfernung l [$l = 54$ cm (79) oder 27 cm (103)] voneinander befestigt. Diese kann Drehgeschwindigkeiten von 5000 Umdrehungen pro min erreichen. Die beiden anderen Scheiben (B, B) sind in Ruhe und jede 5 mm von einer der drehenden Scheiben entfernt.

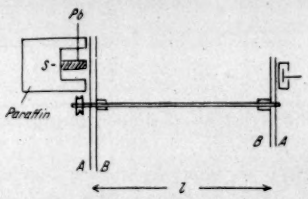

Fig. 12. Geschwindigkeitsselektor.

Die Kadmiumsektoren sind so dick, daß sie die einfallenden thermischen Neutronen vollständig absorbieren. Man kann den Geschwindigkeitsselektor als ein Paar von Unterbrechern in einer Entfernung l voneinander ansehen. Diese öffnen und schließen sich gleichzeitig (in einigen Fällen kann man auch die Phase der zwei Unterbrecher ändern). Eine Quelle von langsamen

Neutronen und eine Borionisationskammer stehen auf entgegengesetzten Seiten des Randes des Selektors, wie es in Fig. 12 gezeichnet ist. Wenn die zwei Unterbrecher in Phase sind, ist die Anordnung nur für die Neutronen durchsichtig, die die Entfernung l zwischen den beiden Scheibenpaaren in einer Zeit durchlaufen, die kürzer oder gleich der Zeit t_0 ist, während der die zwei Unterbrecher geöffnet bleiben. In dieser groben Betrachtung haben wir die Zeit vernachlässigt, die die Unterbrecher, um sich zu schließen, brauchen.

Mit dieser Anordnung konnte man zeigen, daß innerhalb der Fehlergrenzen die von *Cd* absorbierten langsamen Neutronen bei Zimmertemperatur ein Maxwellsches Spektrum haben.

Kürzlich ist es D. P. Mitchell und Powers (179) gelungen, die Beugung der langsamen Neutronen zu beobachten. Das Maximum der Maxwellschen Verteilung der thermischen Neutronen bei Zimmertemperatur entspricht einer de Broglieschen Wellenlänge von 1,6 Å. Mit einem *MgO*-Kristall ($2\,d = 4{,}0$ Å) werden diese Neutronen die Braggsche Bedingung erster Ordnung erfüllen, wenn der Winkel zwischen der Richtung der einfallenden Teilchen und der Oberfläche des Kristalles gleich 22° ist.

D. P. Mitchell und Powers konnten zeigen, daß ein Einkristall von *MgO* außer der inkohärenten Streuung, die von dem Einfallswinkel der Neutronen unabhängig ist und die man auch mit polykristallinen Körpern beobachten kann, eine kohärente Streuung gibt, die man nur, wenn der Einfallswinkel den oben gegebenen Wert von 22° hat, beobachten kann.

Die geometrischen Bedingungen der experimentellen Anordnung waren hinreichend unscharf gewählt, um die Braggsche Bedingung für ein ziemlich breites Intervall der Maxwellschen Verteilung gleichzeitig zu erfüllen. Die kohärente Streuung betrug ungefähr 40 Proz. der inkohärenten Streuung. Die Neutronen wurden mittels einer Borionisationskammer nachgewiesen, deren Empfindlichkeit umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen ist.

Kurz vorher hatten v. Halban und Preiswerk (130) die Winkelverteilung der von einem Eisenzylinder zerstreuten Neutronen beobachtet. Das Bündel der einfallenden Neutronen kam aus einem Paraffinblock heraus, einmal bei Zimmertemperatur und einmal bei der Temperatur der flüssigen Luft. Die Neutronen wurden durch die Aktivität des Disprosium nachgewiesen. Dieses Element hat eine Resonanzstelle im Gebiet der thermischen Geschwindigkeiten, so daß es ein sehr empfindlicher Indikator ist, allerdings ist sein Einfangwirkungsquerschnitt eine komplizierte Funktion der Geschwindigkeit der Neutronen.

Der kleine Unterschied zwischen den Winkelverteilungen der zerstreuten Neutronen, den man in den obigen zwei Fällen beobachtet, hat das von Elsasser (82) für die Beugung der Neutronen an einem kristallinen Pulver vorausgesagte Vorzeichen. Jedoch hat man nicht genügend Unterlagen, um zu entscheiden, in welchem Maß es sich um kohärente oder inkohärente Streuung handelt.

Die hauptsächlichen Größen, die das Verhalten der thermischen Neutronen in den wasserstoffhaltigen Substanzen charakterisieren, sind der elastische (σ_e) sowie der Einfangwirkungsquerschnitt (σ_c) gegen Protonen. Diese beiden Größen hängen von der Geschwindigkeit der Neutronen ab wie später noch genauer erklärt wird. Für thermische Neutronen bei einer gegebenen Temperatur werden wir von einem Mittelwert der beiden oben betrachteten Größen sprechen. Das Verhältnis $N = \frac{\sigma_e}{\sigma_c}$ stellt die mittlere Zahl der freien Weglängen dar, die ein thermisches Neutron durchläuft bevor es von einem Proton eingefangen wird. Die mittlere freie Weglänge λ und die Lebensdauer τ eines thermischen Neutrons in Paraffin sind mit den oben betrachteten Größen und mit der mittleren Geschwindigkeit v und der Dichte n der Protonen durch folgende Formeln verbunden:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_e}; \quad \tau = \frac{1}{n\sigma_c v} = \frac{\lambda N}{v}. \tag{30}$$

Wir werden nun einige Betrachtungen und Messungen darstellen, aus denen man die Werte dieser Größen erhalten kann.

Betrachten wir einen Indikator, der nur auf die *C*-Gruppe anspricht, in einem Paraffinblock, der eine Quelle von schnellen Neutronen enthält, und nehmen wir an, daß seine Dicke so klein ist, daß er einen vernachlässigbaren Bruchteil der einfallenden Neutronen einfängt. Nennen wir A die Aktivität dieses Indikators, wenn er ohne Kadmiumabschirmung im Paraffinblock liegt. B sei die Aktivität desselben Indikators, wenn er an der gleichen Stelle ist, aber nur auf einer Seite mit einer Kadmiumschicht geschirmt ist, die genügend dick ist, um alle die einfallenden *C*-Neutronen einzufangen. Wir nehmen uns vor, das Verhältnis A/B zu berechnen.

Nennen wir N die Anzahl der thermischen Neutronen, die auf einer Seite des Indikators einfallen. Die Aktivität B ist zu N proportional, weil die Neutronen nur eine Seite des Indikators treffen, und die, die den Indikator durchsetzt haben, sich in dem Kadmiumblech totlaufen.

Die Aktivität A ist viel größer (99). Erstens fallen die Neutronen auf beiden Seiten des

Indikators ein, so daß wir $2N$ anstatt N Neutronen betrachten müssen. Zweitens kann ein Neutron, das den Indikator durchlaufen hat und von diesem nicht eingefangen ist, nach einigen Stößen im Paraffin zurückkommen und so den Indikator nochmal treffen. Die Wahrscheinlichkeit β eines solchen Prozesses hängt von der Geschwindigkeit des Neutrons und von dem Einfallswinkel auf den Indikator ab. Momentan werden wir von diesen Feinheiten absehen, wir behalten uns aber vor, eine vollständigere Definition dieser Wahrscheinlichkeit, die wir „Albedo" nennen wollen, später zu geben.

Es ist leicht zu erkennen, daß die mittlere Häufigkeit, mit der eins von den $2N$ einfallenden Neutronen den Indikator durchläuft (14), ist

$$1 + \beta + \beta^2 + \cdots = \frac{1}{1-\beta}.$$

Die Aktivität A ist proportional zu $\frac{2N}{1-\beta}$ und

$$\frac{A}{B} = \frac{2}{1-\beta}. \qquad (31)$$

Wir können diesen Ausdruck benützen, um die Albedo β zu definieren. Aus den Messungen von Amaldi und Fermi (14) findet man $\beta = 0{,}82$. E. Fermi (100) hat gezeigt, daß die durch (31) definierte Albedo, mit der Durchschnittszahl N der freien Weglängen, die ein Neutron durchläuft, durch den Ausdruck

$$\beta = \frac{\sqrt{N}-1}{\sqrt{N}+1} = 1 - \frac{2}{\sqrt{N}} + \cdots \qquad (32)$$

verknüpft ist. Diese Frage ist von Wick (253) nach einer anderen Methode behandelt worden.

Bei der Ableitung von (32) ist die Annahme gemacht worden, daß die Richtungen von zwei aufeinanderfolgenden freien Weglängen eines thermischen Neutrons vollständig inkohärent sind. Wir werden sehen, daß diese Annahme nicht genau erfüllt ist. Endlich ist zu bemerken, daß in diesem Falle wie in vielen anderen, die wir später betrachten werden, die Messungen mit Neutronen der C-Gruppe ausgeführt worden sind, während die Theorie thermische Neutronen behandelt. Dieser Umstand bringt einen Fehler herein, der wahrscheinlich nicht zu groß ist. Aus Gl. (32) und aus dem experimentellen Wert der Albedo findet man $N = 125$. Jedoch werden wir $N = 140$ annehmen, weil man mit diesem Wert eine bessere Übereinstimmung zwischen dem experimentellen und dem berechneten Wert der Diffusionslänge $\sqrt{\frac{\lambda^2 N}{3}}$ findet, wie wir später sehen werden. Anderseits ergibt sich aus Gl. (32) und $N = 140$ β zu 0,83 anstatt zu 0,82; der Unterschied liegt sicherlich weit unter den experimentellen Fehlern.

Dieser hohe Wert der Albedo der thermischen Neutronen erlaubt, die Kanalisierungsexperimente von Hopwood und Chalmers (139, 57) zu interpretieren und die „Mörserquelle" (103, 177) zu verstehen, die als Quelle von thermischen Neutronen benützt wird. Diese Anordnung des Paraffins ist sehr nützlich, wenn man mit thermischen Neutronen arbeiten will, besonders wenn der Indikator in großer Entfernung von der Quelle ist. In Fig. 12 liegt die Schnellneutronenquelle ($Em + Be$) in einem Mörserblock von Paraffin, der einen Bleiblock im Zentrum hat, um die γ-Strahlen des $Rn + Ra(A + B + C + \cdots)$ zu absorbieren.

Messungen und Betrachtungen in derselben Art wie die Albedo sind von verschiedenen Forschern ausgeführt worden (24, 255). Bei einem so hohen Wert der Durchschnittszahl N der freien Weglängen eines thermischen Neutrons in Paraffin versteht man, daß die Bewegung der thermischen Neutronen ähnlich wie eine Diffusionsbewegung ist, wenn man nur ihre Erzeugung durch Verlangsamung der schnellen Neutronen, und ihr Ausfallen durch das Einfangen der Protonen betrachtet (100, 181, 267).

Die Differentialgleichung, die die Dichte $n(x, y, z, t)$ der thermischen Neutronen erfüllen soll, ist

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n - \frac{1}{\tau} n + q, \qquad (33)$$

wo in der rechten Seite neben dem Ausdruck, der der Diffusion entspricht (D = Diffusionskoeffizient), der Ausdruck $\frac{n}{\tau}$ erscheint, der die Anzahl der thermischen Neutronen darstellt, die von den Protonen pro Sek. eingefangen werden und $q(x, y, z, t)$, das die Anzahl der thermischen Neutronen, die pro ccm und pro Sek. durch Verlangsamung der schnellen Neutronen erzeugt sind, darstellt.

In der klassischen kinetischen Theorie ist der Diffusionskoeffizient D gleich $\frac{\lambda v}{3}$, dabei ist angenommen, daß die aufeinanderfolgenden freien Weglängen eines Teilchens vollständig inkohärent sind und λ von der Geschwindigkeit unabhängig ist. Unter diesen Annahmen reduziert sich die Gleichung (33) für den stationären Fall auf

$$n = \frac{\lambda^2 N}{3} \Delta n + q \frac{\lambda N}{v}, \qquad (34)$$

wobei man die Ausdrücke (30) benützt hat.

Die Resultate, die man mit dieser Gleichung erhalten kann, sind etwas fehlerhaft, weil, wie wir gleich sehen werden, λ eine Funktion der Geschwindigkeit ist und die aufeinanderfolgenden freien Weglängen eines thermischen Neutrons nicht inkohärent sind. Außerdem ist zu erwähnen, daß die Resultate von Gl. (33), und damit von Gl. (34), nur in dem Grenzfall, wo N zu Unendlich und gleichzeitig λ zu Null strebt, so daß $\lambda^2 N$ konstant bleibt, genau sind. Deswegen sind die Resultate dieser Gleichungen, nahe an der Oberfläche des Paraffins in einer Dicke der Größenordnung λ, nicht richtig. Wenn es für eine besondere Aufgabe sehr wichtig ist, die Dichte der Neutronen nahe an der Oberfläche des Paraffins mit Genauigkeit zu kennen, kann man ein anderes mathematisches Verfahren brauchen, das das richtige Resultat nahe an der Oberfläche gibt (100).

Mittels Gl. (34) kann man z. B. die folgende Aufgabe lösen: Betrachten wir einen unendlichen Paraffinblock, der nur auf einer Seite von einer ebenen Fläche begrenzt ist; nennen wir x die Entfernung von dieser Ebene; man fragt nach der Wahrscheinlichkeit $p(x)$, daß ein Neutron, das sich in dem Paraffinblock in der Tiefe x befindet, durch die Ebene $x = 0$ herauskommt. Wenn N unendlich wäre, ist es klar, daß $p(x)$, unabhängig von x, gleich 1 sein würde. Mittels Gl. (34) hat Fermi (100) gezeigt, daß für endliches N

$$p(x) = e^{-\frac{x}{l}}; \qquad l = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{3}}. \tag{35}$$

Eine Messung von $p(x)$ für verschiedene Werte von x erlaubt die Bestimmung von l, das wir Diffusionslänge der thermischen Neutronen nennen werden.

Die Messung von $p(x)$ ist von Amaldi und Fermi (13, 14) nach folgendem Prinzip ausgeführt worden: Wir denken uns, ein Indikator der C-Gruppe bedeckt die ganze Oberfläche eines Paraffinblocks, der eine $Em + Be$-Quelle enthält. Wenn dieser Indikator alle die C-Neutronen, die aus dem Paraffin herauskommen, in einer Schicht, die gegenüber der Absorption der Elektronen dünn ist, absorbiert, wird seine Aktivität proportional zur Anzahl der herauskommenden Neutronen sein, unabhängig von ihrer Winkelverteilung. Wenn wir nun in der Tiefe x Q thermische Neutronen vernichten, wird die Aktivität des Indikators eine Verringerung proportional zu $Q\,p(x)$ erleiden. Die Vernichtung der Q Neutronen erhält man, wenn sich in der Tiefe x im Paraffinblock ein Absorber der C-Gruppe befindet; die Aktivität des Absorbers selbst erlaubt die Messung von Q. Deswegen ist das Verhältnis der Verminderung der Aktivität des Indikators zur Aktivität des Absorbers zu $p(x)$ proportional. In Wirklichkeit ist das Experiment komplizierter. Wir erwähnen nur, daß innerhalb der Fehlergrenzen $p(x)$ exponentiell verläuft mit $l = 2{,}1$ cm.

Messungen dieser Art sind auch von Yost und Dickinson (254) ausgeführt worden.

Die mittlere freie Weglänge ist von Amaldi und Fermi mittels eines Diffusionsexperiments an Neutronen der C-Gruppe in einem Streuer gemessen worden, der so dünn ist, daß man die Mehrfachstöße vernachlässigen kann. Aus diesen Messungen findet man $\lambda = 0{,}3$ cm (13, 14); d. h. ungefähr dreimal kleiner als die mittlere freie Weglänge der Neutronen mit 1 Volt Energie. Dieser Unterschied ist der chemischen Bindung des Wasserstoffes in Paraffin zuzuschreiben, wie wir noch zeigen werden.

Messungen der mittleren freien Weglänge der langsamen Neutronen, ohne zwischen den thermischen und den mit einigen Volt-Energie zu unterscheiden, waren schon von verschiedenen Forschern ausgeführt worden (32, 9, 84). Aus $\lambda = 0{,}3$ cm und $N = 140$ berechnet man $l = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{3}} = 2{,}05$ cm, anstatt 2,1 cm, wie man mittels der oben erwähnten Messung findet.

Nun wollen wir die Winkelverteilung der thermischen Neutronen, die aus der Oberfläche eines Paraffinblocks herauskommen, berechnen (100). Mit der Annahme, daß der Paraffinblock

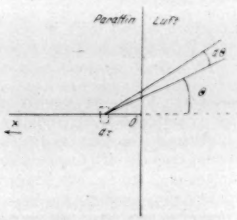

Fig. 13. Schema für die Berechnung der Winkelverteilung der thermischen Neutronen.

unendlich ist und nur auf einer Seite von einer ebenen Fläche begrenzt ist, können wir die Dichte $n(x)$ der thermischen Neutronen als Funktion nur der Entfernung x von dieser Ebene einführen (Fig. 13). Die Anzahl der in dem Volumen $d\tau$ enthaltenen thermischen Neutronen, die einen Stoß in der Zeiteinheit erleiden, ist proportional zu

$$n(x)\,d\tau\,.$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß sich eins dieser Neutronen nach dem Stoß in einer Richtung in

dem Raumwinkel zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ bewegt, ist

$$\frac{2\pi \sin\Theta d\Theta}{4\pi}$$

und die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron aus dem Paraffin in derselben Richtung herauskommt, ohne weitere Stöße zu erleiden, ist $e^{-\frac{x}{\lambda\cos\Theta}}$, so daß die Anzahl der Neutronen die von dem Volumen $d\tau$ in der Tiefe x in dem Raumwinkel zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ pro Sekunde herauskommen, von einem konstanten Faktor abgesehen, ist

$$n(x) e^{-\frac{x}{\lambda\cos\Theta}} \frac{\sin\Theta d\Theta}{2} d\tau .$$

Wenn wir nun einen begrenzten Teil S der Oberfläche des Paraffins betrachten und die Integration über x von Null bis Unendlich ausführen, erhalten wir die Anzahl der Neutronen, die durch die Fläche S in dem Raumwinkel zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ pro Sekunde herauskommen,

$$S \frac{\sin\Theta d\Theta}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\lambda\cos\Theta}} n(x)\, dx = S \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\lambda\cos\Theta}} n(x)\, dx . \qquad (36)$$

Aus (36) ersehen wir, daß die Winkelverteilung der Neutronen die aus dem Paraffin herauskommen, von der Dichte der Neutronen in einer Dicke der Größenordnung von λ nahe an der Oberfläche abhängt. Wenn $n(x)$ konstant sein würde, würde man aus (36) das cosinus-Gesetz finden. Man kann dieses Gesetz benützen, wenn ein Indikator, der so dünn ist, daß er die Neutronenverteilung nicht stört, innerhalb des Paraffins liegt, so daß sich die Dichte der Neutronen nur langsam (als Funktion der Entfernung von der Quelle) in der Nähe des Indikators ändert. Natürlich ist es nötig, zu berücksichtigen, daß die Neutronen auf beide Seiten des Indikators treffen.

Wenn der Indikator in Berührung mit der Oberfläche des Paraffins steht oder auch innerhalb des Paraffins in Berührung (nur auf einer Seite) mit einem Absorber, der alle einfallenden thermischen Neutronen einfängt, kann die Dichte der Neutronen $n(x)$ nicht als konstant betrachtet werden. Fermi (100) hat gezeigt, daß sich $n(x)$ nahe an der Oberfläche des Paraffins mit guter Annäherung wie

$$x + \frac{\lambda}{\sqrt{3}} \qquad (37)$$

verhält. Durch Einführung von (37) in (36) findet man, daß die Anzahl der thermischen Neutronen die von dem Paraffinblock in dem Raumwinkel $d\omega$ pro Sek. herauskommen, proportional ist zu

$$\cos\Theta + \sqrt{3}\cos^2\Theta . \qquad (38)$$

Amaldi und Fermi (14) haben den Ausdruck (37) kontrolliert. Sie haben die Dichte $n(x)$ der Neutronen der C-Gruppe innerhalb des Paraffins in der Nähe der Oberfläche gemessen. Die experimentelle Kurve der Dichte, bis außerhalb des Paraffins extrapoliert, schneidet die x-Achse in dem Punkt $|x_0| = 0{,}18$ cm, während man mit $\lambda = 0{,}3$ cm mittels (37) $|x_0| = 0{,}174$ cm berechnen kann. Fink (103) hat mittels einer Borionisationskammer die Winkelverteilung der thermischen Neutronen gemessen; die Resultate dieses Forschers sind in befriedigender Übereinstimmung mit (38). Für Neutronen mit einiger Volt-Energie (14) liegt die Winkelverteilung wahrscheinlich zwischen (38) und dem cosinus-Gesetz.

Nun betrachten wir den Einfluß der chemischen Bindung des Wasserstoffatoms auf den elastischen Wirkungsquerschnitt der langsamen Neutronen. v. Halban und Preiswerk haben die Verlangsamung der Neutronen in verschiedenen wasserstoffhaltigen Substanzen untersucht (126).

Zuerst nehmen wir an, daß das Wasserstoffatom mit einer elastischen Kraft an einen festen Punkt gebunden ist. In Wirklichkeit ist das Wasserstoffatom mit Nachbaratomen verbunden, die auch beweglich sind. Jedoch wird uns diese Aufgabe, die von Fermi (100) genau gelöst ist, den Mechanismus des Stoßes und der Verlangsamung der Neutronen mit kleiner Energie erklären.

Nehmen wir an, daß anfänglich der harmonische Oszillator der Frequenz ν, der das gebundene Proton darstellt, im Grundzustand ist und nennen wir E die Energie des einfallenden Neutrons. Für jeden Wert der Energie E ist ein elastischer Stoß zwischen Neutron und Proton möglich, in dem der harmonische Oszillator im Grundzustand bleibt. In Fig. 14 stellt die Kurve σ_0 den elastischen Wirkungsquerschnitt ohne Anregung des Oszillators dar. Als Abszisse ist das Verhältnis $E/h\nu$ benützt worden.

Wenn die Energie E des Neutrons größer als $h\nu$ ist, ist außer dem oben beschriebenen Prozeß auch ein unelastischer Stoß, in dem die Energie des Neutrons um $h\nu$ abnimmt, möglich, während

der harmonische Oszillator in den ersten Zustand angeregt wird. Die Kurve σ_1 der Fig. 14 stellt den Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß dar. Ähnlich entsprechen die Kurven σ_2, σ_3 ... der Diffusion des Neutrons mit Anregung des harmonischen Oszillators in den zweiten, dritten, ... Zustand. Der totale Wirkungsquerschnitt des Neutrons ist die Summe der vorhergehenden

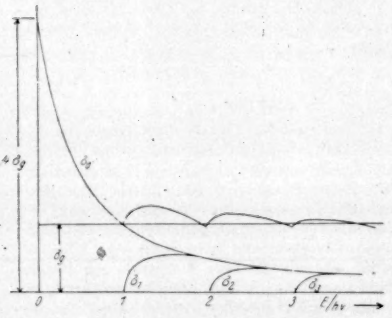

Fig. 14. Einfluß der chemischen Bindung des Wasserstoffs auf den elastischen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie des Neutrons.

Kurven. Wie wir aus Fig. 14 sehen, geht für $E > h\nu$ der Wirkungsquerschnitt etwas über den konstanten Wert σ_0, der dem Fall des freien Protons entspricht, hinaus. Für $E < h\nu$ dürfen wir nur σ_0 betrachten

$$\sigma_0 = \sigma_0 \frac{1 - e^{-4E/h\nu}}{E/h\nu}. \qquad (39)$$

Für $E = O$ hat man

$$\sigma = \sigma_0 = 4\,\sigma_0.$$

In der Annahme, daß für thermische Neutronen $\frac{E}{h\nu} \sim \frac{1}{10}$ ist, kann man mittels (39) das Verhältnis der mittleren freien Weglänge λ_0 der Neutronen mit ungefähr 1 Volt Energie zur mittleren freien Weglänge λ der thermischen Neutronen berechnen; man findet $\lambda_0 = 3{,}3\ \lambda$.

Aus der Theorie von Fermi (100) folgt, daß die Diffusion der Neutronen mit Energien $\neq 0$ nicht isotrop ist; für $E < h\nu$ wird die Anzahl der Neutronen, die in dem Raumwinkel $d\omega$ in der Richtung Θ gegen die Einfallsrichtung zerstreut werden, dargestellt durch

$$\sigma_0(\Theta)\,d\omega = \frac{\sigma_0}{\pi} e^{-\frac{2E}{h\nu}(1-\cos\Theta)}\,d\omega. \qquad (40)$$

Um die Kohärenz zwischen den Richtungen der einfallenden und der zerstreuten Neutronen abzuschätzen, können wir mittels (40) den mittleren Wert von $\cos\Theta$ berechnen, wobei Θ der Diffusionswinkel ist. Wenn wir noch einmal $\frac{E}{h\nu} \sim \frac{1}{10}$ annehmen, findet man aus (40) $\overline{\cos\Theta} = 0{,}067$, während man für die Neutronen mit einigen Volt Energie, aus (18) $\overline{\cos\Theta} = 2/3 = 0{,}67$ findet, d. h. zehnmal den Wert für thermische Neutronen. Die Kohärenz der Richtungen der aufeinanderfolgenden freien Weglängen ist viel kleiner für thermische Neutronen als für Neutronen mit einigen Volt Energie; jedoch ist sie nicht zu vernachlässigen.

Deshalb sind einige der benützten Formeln nicht korrekt, weil sie unter der Annahme, daß die thermischen Neutronen von den gebundenen Protonen isotrop zerstreut werden ($\overline{\cos\Theta} = 0$) abgeleitet wurden; diese Annahme ist nur für Neutronen mit der Energie Null genau erfüllt. Z. B. sind die Ausdrücke (32) für die Albedo und (35) für die Diffusionslänge nicht genau; die Zahl N nach (32) ist zu klein, weil die Albedo wegen der Kohärenz verringert ist; für die gegebenen Werte von λ und N ist die Diffusionslänge, die man aus (35) berechnet, zu klein, weil wegen der Kohärenz die Neutronen weiter zerstreut sind.

Es ist möglich, für einen gegebenen Wert des Verhältnisses $E/h\nu$ die Anisotropie der Diffusion zu betrachten und die richtigen Formeln für Albedo und Diffusionslänge zu erhalten. Jedoch würde eine solche Rechnung nicht viel Bedeutung haben, weil die wasserstoffhaltigen Substanzen sehr weitgehend schematisiert worden sind.

Kürzlich haben Arley und Placzek (260) die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für einfallende Neutronen berechnet, wenn die Frequenzen des Wasserstoffatoms in Paraffin durch einen anisotropen Oszillator von 3000 Wellenzahlen (0,4 Volt) in einer Richtung und 1200 Wellenzahlen (0,16 Volt) in den beiden dazu senkrechten Richtungen dargestellt sind. Sie haben auch angenommen, daß das Schwingungszentrum sich mit der thermischen Geschwindigkeit, die der Masse der CH_2-Gruppe entspricht, bewegt, um die Tatsache zu berücksichtigen, daß die Schwingungen nicht um ein festes Zentrum stattfinden. Die so erhaltenen Kurven sind in ihrem allgemeinen Verlauf den Kurven der Fig. 14 ähnlich. Für Neutronen mit der Energie $3/2\ kT$ (bei Zimmertemperatur) findet man

$$\lambda = \lambda_0/2{,}77 \qquad (41)$$

anstatt den Faktor 3,3 wie ihn Fermi (100) erhalten hat. Wir erwähnen, daß die experimen-

tellen Werte von Amaldi und Fermi $\lambda = 0{,}3$ cm und $\lambda_g = 1$ cm sind.

Nun betrachten wir den Verlangsamungsprozeß. Wenn man nur eine Frequenz im Paraffin hätte, würde die Energie des Neutrons bei jedem Stoß um Null oder um $h\nu$ abnehmen, bis sie einen Wert kleiner als $h\nu$ erreicht. Von da an kann das Neutron nicht mehr Energie verlieren und wird sich mit konstanter Geschwindigkeit durch das Paraffin bewegen, bis es von einem Proton eingefangen wird. Es ist klar, daß, wenn die Neutronen im Paraffin nur Oszillatoren einer einzigen Frequenz zur Verfügung hätten, es unmöglich wäre, die Maxwellsche Verteilung zu erreichen, auch wenn die Lebensdauer der Neutronen unendlich sein würde.

Wenn wir annehmen, daß die wasserstoffhaltige Substanz, die für die Verlangsamung der Neutronen benutzt wird, wenigstens zwei Frequenzen hat, deren Quanten $h\nu$ in nicht rationalem Verhältnis stehen, ist es möglich, die Maxwellsche Verteilung zu erreichen. Es ist zu bemerken, daß auch Stöße, in denen das Neutron Energie von einem angeregten Oszillator übernimmt, nötig sind. Natürlich werden, wenn der Verlangsamungsprozeß zu lang dauert, die Neutronen eingefangen, bevor sie das thermische Gleichgewicht erreichen. Vom experimentellen Standpunkt aus können wir einige Auskünfte über den Verlangsamungsprozeß durch gebundene Protonen erhalten. Wir erwähnen (man vgl. den vorhergehenden Paragraphen), daß im Wasser der Durchschnittswert des Quadrates der Entfernung von der Quelle $\overline{r^2}$, um 50 cm² von der D- (Neutronen mit ungefähr 1 Volt Energie) zur C-Gruppe (thermische Neutronen) zunimmt. Von diesen 50 cm² entsprechen 35 cm² ($2\lambda^2 N = 6 \times 2{,}1^2 = 26$ cm² in Paraffin) der Diffusion der thermischen Neutronen (der Faktor 2 beruht auf der Tatsache, daß der Durchschnittswert des Quadrates der freien Weglänge zweimal so groß wie das Quadrat der mittleren freien Weglänge λ ist). Der Unterschied ($50 - 35 = 15$ cm²) entspricht der Verlangsamung der Neutronen von 1 Volt-Energie bis zu ungefähr 0,037 Volt. Diese Energiereduktion könnte durch nur drei Stöße gegen freie Protonen erfolgen, während die mittlere freie Weglänge konstant (1 cm) bleiben würde. Wegen der chemischen Bindung nimmt die mittlere freie Weglänge in diesem Energieintervall von 1 cm auf 0,3 cm ab, während die Kohärenz auch sehr stark abnimmt.

Für thermische Neutronen wissen wir, daß 26 cm² ungefähr 100 Stößen entsprechen, so daß wir in sehr grober Weise abschätzen können, daß die Anzahl der Stöße, die nötig sind, um die Energie eines Neutrons von 1 Volt auf 0,037 Volt zu reduzieren, weniger als 10 sein muß. Diese grobe Abschätzung ist bei der Diskussion des Experimentes mit dem Rade, das wir am Anfang dieses Paragraphen beschrieben haben, benützt worden.

In Beziehung zu diesen Fragen über die Diffusion der langsamen Neutronen in festen Körpern, ist Wick (253), darauf eingegangen wie der Wirkungsquerschnitt von der Geschwindigkeit eines Neutrons, das sich in einem Kristallgitter bewegt, abhängt. Bei diesen Betrachtungen ist der Einfluß des Kernspins vernachlässigt worden; wegen der starken Koppelung des Spins beim Zusammenstoß zwischen Neutron und Proton, sind also die folgenden Resultate auf die Verlangsamung der Neutronen in Paraffin nicht anwendbar. Die Stöße zwischen dem Neutron und dem Gitter können in drei Klassen geteilt werden: Die ersten finden ohne Verlust und ohne Vermehrung der Energie des Neutrons statt und sind möglich, nur wenn der Impuls p des Neutrons die Bedingung $p \geq h/2d$ erfüllt, wo d die Gitterkonstante ist (nehmen wir an, daß der Kristall kubisch ist). Es ist klar, daß diese Stöße für die Verlangsamung der Neutronen nicht wichtig sind.

Außerdem müssen wir die Stöße betrachten, in denen das Neutron Energie verliert mit Anregung einer der elastischen Schwingungen des Gitters. Durch Stöße dieser Art wird ein Neutron mit einer Energie von einigen Zehnteln Volt weiter verlangsamt.

Auch für diese Stöße muß der Impuls des Neutrons die oben gegebene Bedingung erfüllen; wenn p sich dem Wert $h/2d$ nähert, verengert sich das Intervall der elastischen Schwingungen des Kristalles, mit denen Stöße möglich sind, bis es sich auf die einzige Frequenz Null reduziert.

Endlich muß man die Stöße betrachten, in denen das Neutron Energie aus einer Schwingung des Kristalles aufnimmt; Stöße dieser Art können für jeden Wert des Impulses des Neutrons stattfinden. Die Neutronen werden das thermische Gleichgewicht erreichen, indem sie Stöße der beiden letzten Arten erleiden.

Wenn die Temperatur sehr niedrig ist, sind jedoch wenige elastische Schwingungen des Kristalles angeregt und die Stöße, in denen das Neutron Energie absorbiert, sind selten. Deswegen werden die Neutronen, bis ihr Impuls kleiner als $h/2d$ sein wird, verlangsamt. Von diesem Moment ab werden sich die Neutronen in dem Kristall, ohne Stöße der ersten oder der zweiten Art zu erleiden, bewegen, bis sie von einem Kern eingefangen werden oder sie Energie von einer elastischen Schwingung des Kristalles absorbieren. Praktisch ist ihre mittlere freie Weglänge so lang, daß sie aus dem kalten Kristall herauskommen. Es ist zu bemerken, daß, wenn

wir $d = 2$ Å annehmen, der Grenzwert $h/2d$ einer Temperatur von ungefähr 70 K° entspricht.

Diese Umstände werden die Zeit, die nötig ist, um das thermische Gleichgewicht bei der tiefen Temperatur zu erreichen, verlängern, bis diese Zeit von derselben Größenordnung oder länger ist als die Lebensdauer der Neutronen in dem Kristall.

Messungen mit dem Geschwindigkeitsselektor mit einer Quelle, in der das Paraffin auf die Temperatur der flüssigen Luft gebracht ist, bestätigen die Vermutung, daß die Neutronen das thermische Gleichgewicht bei dieser Temperatur nicht erreichen (101, 103).

Bei der Erklärung vieler thermischer Experimente muß man diesen Umstand beachten, der viele der quantitativen Schlüsse, die man ableiten will (15, 108, 109, 21), ziemlich unsicher macht. Außerdem benützt man oft in der praktischen Ausführung der thermischen Experimente, um die Dichte der Protonen konstant zu halten, verschiedene wasserstoffhaltige Substanzen bei verschiedenen Temperaturen (158). Außer dem Einfluß der verschiedenen chemischen Bindungen, kann die Anwesenheit von Atomen von verschiedenen Elementen die Raumverteilung der thermischen Neutronen ändern, wie Fomin, Houtermans und Leipunsky (108) bemerkt haben, und wie man aus dem Ausdruck von $\overline{r^2}$, den Fermi (100) und Hovay (140) berechnet haben, erkennt.

Bei diesen Schwierigkeiten, auf die man bei der Erklärung der thermischen Experimente trifft, ist es nötig, die Umstände, unter denen dieser Effekt besser beobachtet werden kann, zu präzisieren. Erstens müssen wir eine Annahme über die Abhängigkeit des Einfangwirkungquerschnitts des Protons von der Geschwindigkeit des langsamen Neutrons machen.

Gewöhnlich nimmt man an, daß der Einfangwirkungsquerschnitt des Protons umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Neutrons ist (man vgl. das Ende dieses Paragraphen).

Unter dieser Annahme wird die Lebensdauer τ der Neutronen in einer wasserstoffhaltigen Substanz, wie man aus (30) erkennt, unabhängig von der Geschwindigkeit der Neutronen und deswegen unabhängig von der Temperatur (180). Wenn wir uns nun einen Paraffinblock denken, in dem sich q langsame Neutronen pro Kubikzentimeter und pro Sekunde in jedem Punkt bilden, wird die Dichte der thermischen Neutronen $q\tau$ sein, d. h. sie wird unabhängig von der Temperatur sein. Wenn wir nun in diesen Paraffinblock einen dünnen Indikator setzen, dessen Wirkungsquerschnitt umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen ist, wird die Lebensdauer der Neutronen kürzer werden, aber sie wird immer noch unabhängig von der Temperatur sein. Daraus können wir schließen, daß man innerhalb der wasserstoffhaltigen Substanz mit einem dünnen Indikator, dessen Wirkungsquerschnitt dem $1/v$-Gesetz folgt, einen thermischen Effekt nicht beobachten kann. Unter diesen Umständen kann man einen kleinen thermischen Effekt beobachten, nur weil die mittlere freie Weglänge der Neutronen mit abnehmender Geschwindigkeit abnimmt. Wenn wir indessen beachten, daß die thermischen Neutronen nicht mit konstanter Dichte, sondern ungefähr nach einer Gaußschen Verteilung (man vgl. den vorhergehenden Paragraphen) in dem Paraffin verteilt sind, erkennen wir, daß wir einen kleinen thermischen Effekt auch mit einem dünnen Indikator beobachten können, weil sich die räumliche Verteilung der Neutronen bei verschiedenen Temperaturen des Paraffins ein bißchen ändern wird. Außerdem wird der Indikator, wenn er dick ist, eine Verringerung der Dichte der thermischen Neutronen in seiner Nähe erzeugen, deren Ausbreitung von der Diffusionslänge der Neutronen bei verschiedenen Temperaturen abhängt.

Ein kleiner thermischer Effekt kann auch mit einem Indikator, der in dem thermischen Gebiet nicht dem $1/v$-Gesetz folgt, beobachtet werden.

Der Effekt, der von Moon und Tillman (180) beobachtet worden ist, ist dagegen ein Übergangseffekt von einer kalten zu einer warmen wasserstoffhaltigen Substanz. Dieser Effekt kann leicht in den Schichten nahe am Temperaturübergang beobachtet werden.

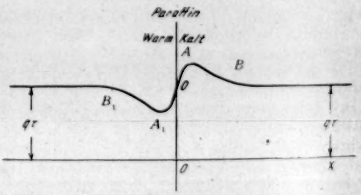

Fig. 15. Dichteverteilung der thermischen Neutronen in zwei Blöcken wasserstoffhaltiger Substanzen bei verschiedenen Temperaturen.

In der Fig. 15 ist der Gang der Dichte der thermischen Neutronen qualitativ dargestellt in zwei Blöcken wasserstoffhaltiger Substanzen bei verschiedenen Temperaturen, die in der Ebene $x = 0$ in Berührung sind. Der linke Block ist warm und der rechte Block kalt angenommen; außerdem ist die einfache Annahme gemacht worden, daß die Anzahl q der Neutronen, die pro Sek. und pro cm^3 erzeugt werden, in beiden Blöcken konstant ist. In großer Entfernung von der Ebene

$x = 0$ ist die Dichte in beiden Blöcken $q\tau =$ konstant. Die Strecken AB und A_1B_1 sind hauptsächlich durch die Diffusionslängen bzw. $l = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{3}}$ und $l_1 = \sqrt{\frac{\lambda_1^2 N_1}{3}}$, die zu den entsprechenden Temperaturen gehören, bestimmt. Die Strecken OA und OA_1 sind hauptsächlich von den mittleren freien Weglängen bzw. λ_1 und λ, die zu der Temperatur des angrenzenden Blockes gehören, abhängig.

Moon und Tillman (180) haben den Teil OAB der Kurve der Fig. 15 beobachtet und gemessen. Der negative thermische Effekt in einem warmen wasserstoffhaltigen Körper in Berührung mit einem kalten, der der Strecke OA_1B_1 der Kurve der Fig. 15 entspricht, ist noch nicht beobachtet worden.

Aus der mittleren freien Weglänge $\lambda = 0{,}3$ cm der thermischen Neutronen und der Durchschnittsanzahl der freien Weglängen $N = 140$ eines thermischen Neutrons können wir den elastischen sowie den Einfangwirkungsquerschnitt der thermischen Neutronen gegen Protonen berechnen; man findet

$$\sigma_e = 43 \cdot 10^{-24}\,\text{cm}^2\ ;\quad \sigma_e = 0{,}31 \cdot 10^{-24}\,\text{cm}^2\,.$$

Mittels (30) und dem letzten Wert kann man auch die Lebensdauer der Neutronen berechnen

$$\tau = 1{,}7 \cdot 10^{-4}\,\text{sek}.$$

Bei der Berechnung dieser Werte hat man den Einfluß der C-Atome vernachlässigt. Der elastische Wirkungsquerschnitt des C-Atoms ist $3{,}4 \cdot 10^{-24}$ cm² (176); er kann wegen der Ungenauigkeit der Messungen von λ vernachlässigt werden.

Der Einfangwirkungsquerschnitt des C-Atoms ist nicht bekannt. Nach einigen Messungen von Fink, Dunning und Pegram (102) können wir jedenfalls sagen, daß der Einfangwirkungsquerschnitt des C-Atoms nicht groß ist. Jedoch ist der Einfangwirkungsquerschnitt des H-Atomes so klein, daß man nicht behaupten kann, daß die Absorption der C-Atome in Paraffin vernachlässigbar ist. Man vgl. auch (23).

Ein nicht sehr entscheidender Grund, das Ausscheiden der Neutronen in Paraffin den Wasserstoffatomen zuzuschreiben, ist die Tatsache, daß das Verhalten des Wassers für die thermischen Neutronen gleich dem des Paraffins ist.

Endlich wollen wir den Mechanismus des Einfangens der langsamen Neutronen durch die Protonen kurz beschreiben. Im Fall der langsamen Neutronen kann das Einfangen nur von einem S-Zustand aus stattfinden, weil in den P-, D-, ... Zuständen das Proton und das Neutron zu weit entfernt bleiben, um aufeinander stark wirken zu können. Andererseits ist der Grundzustand des Deuterons ein ³S-Zustand, so daß der Einfangprozeß einem Übergang $S-S$ entspricht, der für einen elektrischen Dipol wie auch einen Quadrupol verboten ist.

Dagegen kann dieser Übergang, wie Fermi (98, 100) bemerkte, über den Mechanismus des magnetischen Dipols stattfinden. Fermi konnte den Einfangwirkungsquerschnitt des Protons (der umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Neutrons bei dieser Theorie herauskommt) berechnen, und von da aus die Lebensdauer τ der thermischen Neutronen in Paraffin. Der so erhaltene Wert ist gleich $6{,}5 \cdot 10^{-4}$ Sek. unter der Annahme, daß der ¹S-Zustand des Deuterons, dessen Energie im absoluten Wert aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt erhalten worden ist, reell ist, d. h. $E_s = -0{,}12$ MEV. Wenn der ¹S-Zustand virtuell angenommen wird ($E_s = 0{,}120$ MEV), findet man $\tau = 2{,}6 \cdot 10^{-4}$ sec. Der Vergleich mit dem experimentellen Wert ($\tau = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ sec) scheint zu zeigen, daß der ¹S-Zustand virtuell ist.

Endlich konnte man den Einwand entkräften, daß die Theorie des Einfangens für freie Protonen ausgeführt worden ist, während man vermuten konnte, daß man die chemische Bindung des Wasserstoffs auch für den Einfangwirkungsquerschnitt wie für den elastischen betrachten muß. Lamb (256) hat kürzlich gezeigt, daß der Einfangwirkungsquerschnitt des Protons für Neutronen von der chemischen Bindung unabhängig ist.

5. Künstliche Radioaktivität durch Beschießung mit Neutronen

Wir haben schon in den ersten Paragraphen erwähnt, daß verschiedene experimentelle Resultate die Vermutung nahelegten, daß der Wirkungsquerschnitt von verschiedenen Kernen nicht umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen sei (180, 241, 32, 22, 213, 197).

Rasetti, Segrè, Fink, Dunning und Pegram (208) haben in direkter Weise zeigen können, daß wenigstens in einigen Fällen, der Einfangwirkungsquerschnitt für langsame Neutronen nicht das $1/v$-Gesetz befolgt. Eine Mörserquelle von langsamen Neutronen und eine Borionisationskammer waren auf beiden Seiten am Rande eines Rades von 50 cm Durchmesser angebracht, das bis zu 6000 Umdrehungen pro Min. in beiden Richtungen machen konnte. Die Gerade, die Quelle und Indikator (Borionisationskammer) verbindet, bildet einen Winkel von ungefähr 25° mit der Radebene. Das Rad bestand aus zwei Duraluminiumscheiben, zwischen beiden befand sich eine Schicht des betrachteten Elementes, z. B. Kadmium.

Wenn sich das Rad dreht, ist die relative Geschwindigkeit der Neutronen und des *Cd*-Absorbers um $V \cdot \cos 25°$ ($V = 140$ m/Sek. Umfangsgeschwindigkeit des Rades) vergrößert oder verringert je nach der Drehungsrichtung des Rades.

Nehmen wir n Neutronen pro cm³ an, die sich mit einer Geschwindigkeit v bewegen; die Anzahl der Neutronen, die pro Sek. von einem Kern mit dem Wirkungsquerschnitt σ eingefangen werden, ist $nv\sigma$. Wenn σ umgekehrt proportional zur relativen Geschwindigkeit v ist, muß die Absorption des oben beschriebenen Rades unabhängig von der Drehgeschwindigkeit (und deswegen auch von der Drehrichtung) sein.

Wenn dagegen die Absorption des Rades bei verschiedenen Drehrichtungen verschieden ist, muß man daraus schließen, daß der Wirkungsquerschnitt des betrachteten Elementes nicht dem $1/v$-Gesetz folgt.

Natürlich ist diese Schlußfolgerung auf ein enges Geschwindigkeitsintervall ($\pm V \cos 25° \sim \pm 125$ m/Sek.) in der Nähe der thermischen Geschwindigkeit der Neutronen (~ 2500 m/Sek.) begrenzt. Damit konnte man feststellen, daß das *Cd* nicht dem $1/v$-Gesetz im thermischen Gebiet folgt. Das Silber dagegen hat, wie auch das Bor (209), dieselbe Absorption unabhängig von der Drehrichtung des Rades. Für das Bor ist dieses das einzige Experiment, das man als eine Bestätigung der Annahme von Frisch und Placzek betrachten kann. Im Fall des Silbers bedeutet dieses Resultat, daß die Resonanzen dieses Elementes ziemlich weit von der thermischen Energie entfernt sind.

Die Existenz von Absorptionsbanden, die charakteristisch für die verschiedenen Kerne sind, ist durch Zerlegung von Absorptionskurven einiger Elemente in ungefähr homogene Komponenten festgestellt worden (12, 99, 13, 14).

In der Fig. 16 sind die Absorptionskurven des Kadmiums dargestellt, die bzw. mit einem *Rh*- und einem *Ag*-Indikator außerhalb eines Paraffinblockes, der eine *Em* + *Be*-Quelle enthält, erhalten wurden.

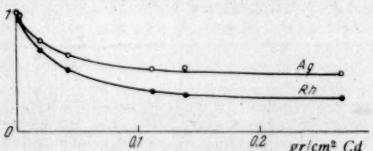

Fig. 16. *Cd*-Absorptionskurve.

Es ist leicht zu erkennen, daß jede dieser Kurven in zwei Komponenten zerlegt werden kann, von denen eine sehr stark, die andere hingegen sehr wenig von Kadmium absorbiert wird.

Es sei bemerkt, daß die Absorptionskurven nicht in Exponentialfunktionen zerlegt werden müssen, weil unter experimentellen Umständen der Absorber und der Indikator von Neutronen getroffen werden, deren Winkelverteilung mit guter Annäherung durch (38) dargestellt ist. Wenn man diesen Umstand betrachtet, findet man, daß beide Kurven der Fig. 16 in zwei Komponenten zerlegt werden können, deren Absorptionskoeffizienten in Kadmium ungefähr bzw. 15 cm²/gr und 0,05 cm²/gr sind. Die Komponente, die sehr stark in Kadmium absorbiert wird, wird hauptsächlich von thermischen Neutronen gebildet, wie man sowohl aus den Experimenten mit dem Geschwindigkeitsselektor bei Kadmiumsektoren (wie im vorhergehenden Paragraphen beschrieben), als auch aus Beobachtungen und Betrachtungen von anderen Forschern (127, 202, 210) ersieht. Außerdem folgt aus dem Experiment mit dem Rad, wie in diesem Paragraphen beschrieben ist, und auch aus anderen Betrachtungen, die wir hier nicht erwähnen werden, daß die starke Absorption des Kadmiums im thermischen Gebiet einer Resonanz für Neutronen mit einer Energie von einigen Zehntel Volt entspricht (115, 227, 110, 259). Die Neutronen dieser Absorptionsbande werden oft als *C*-Gruppe bezeichnet.

Beiläufig wollen wir erwähnen, daß verschiedene Forscher (210, 21, 176) einen kleinen thermischen Effekt mit den Neutronen, die durch eine dicke Kadmiumschicht filtriert worden sind, beobachtet haben. Dieser kleine Effekt ist noch nicht klar.

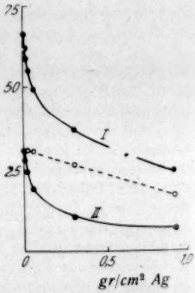

Fig. 17. *Ag*-Absorptionskurve mit *Ag*-Indikator.

In der Fig. 17 sind einige Absorptionskurven für *Ag* mit *Ag*-Indikator dargestellt. Die obere Kurve, die mit *I* bezeichnet ist, ist mit ungefilterten Neutronen gemessen worden, während die Kurve II mit den Neutronen, die durch eine Kadmiumschicht filtriert worden sind, bestimmt wurde. Die Kadmiumschicht war so dick, daß sie

die C-Gruppe vollständig absorbierte. Man kann die Kurve II in zwei Komponenten zerlegen; die eine wird sehr stark in Ag absorbiert ($K = 20\,cm^2/g$) und entspricht, wie wir sehen werden, einer sehr schmalen Absorptionsbande des $^{110}Ag^-$, das 22 Sek. Halbwertszeit hat. Die Neutronen, die diesem engen Energieintervall angehören, werden oft als A-Gruppe bezeichnet. Die zweite Komponente der Absorptionskurve II wird sehr wenig von Ag absorbiert ($K = 0{,}5\ cm^2/g$) und entspricht teils dem $^{110}Ag^-$ mit 22 Sec. Halbwertszeit und teils dem $^{108}Ag^-$ mit 2,3 min Halbwertszeit. Diese Komponente heißt B-Gruppe. Der Unterschied der Kurven I und II ist in Fig. 17 gestrichelt gezeichnet worden und stellt die Absorption des Silbers für Neutronen, die sehr stark von Kadmium absorbiert werden, dar.

Betrachtungen und Messungen dieser Art sind auch von anderen Forschern im Fall verschiedener Elemente ausgeführt worden, so daß die Resonanzbanden von mehreren Elementen heute bekannt sind (114, 151, 187). Im Fall des Silbers sind die Selektivitäten auch mittels der γ-Strahlen, die beim Einfangprozeß des Neutrons emittiert werden, untersucht worden. Es scheint, daß die Resonanzen, die mit dieser Methode gefunden worden sind, verschieden von den oben definierten A- und B-Gruppen (52) sind; man kann diese Tatsache durch die Annahme interpretieren, daß das Silber verschiedene Einfangprozesse für Neutronen hat.

Aus den Absorptionskurven ist es unmöglich, etwas über die relative Lage der Resonanzbanden der verschiedenen Elemente zu erfahren. Dagegen ist es möglich die Reihenfolge der Absorptionsbanden festzustellen, wenn man beachtet, daß ein Neutron, das in einem bestimmten Augenblick die einer Bande eines Elements entsprechende Energie hat, durch einige Stöße in Paraffin Energie verlieren kann, bis es die Energie einer anderen Absorptionsbande erreicht (13, 203, 14). Insbesondere müssen sich die Neutronen mit Energien von einigen Volt in thermische Neutronen verwandeln.

Amaldi und Fermi (13, 14) haben versucht zu zeigen, daß die Neutronen der D-Gruppe (Resonanzneutronen des Rh) sich in thermische Neutronen verwandeln.

Das Prinzip des Experimentes ist leicht zu verstehen, wenn wir die Existenz eines Indikators R, der nur von der C-Gruppe aktiviert wird, und eines Absorbers A, der nur die D-Gruppe absorbiert, annehmen. Denken wir uns den Indikator R in der Mitte der oberen Fläche eines Paraffinblocks mit Quelle; wenn der Absorber A zwischen der oberen Fläche des Paraffins und dem Indikator eingeschaltet ist, wird die Aktivität des Indikators nicht reduziert werden, weil die thermischen Neutronen, die aus dem Paraffin herauskommen, nicht von dem Absorber eingefangen werden. Wenn wir aber den Absorber in das Paraffin 1 oder 2 cm unter die Oberfläche versenken, so werden einige D-Neutronen, die nach einigen Stößen in Paraffin in thermische Neutronen verwandelt werden können, bevor sie den Indikator erreichen, vom Absorber eingefangen. Das heißt, wenn die D-Neutronen sich in C-Neutronen nach einigen Stößen in Paraffin verwandeln, müssen wir erwarten, daß der Absorber A keinen Effekt gibt, wenn er in Berührung mit dem Indikator ist, während er die Aktivität des Indikators reduzieren muß, wenn er 1 oder 2 cm innerhalb des Paraffin unter dem Indikator ist.

Praktisch ist das Experiment komplizierter. Die experimentellen Resultate ließen vermuten, daß die D-Neutronen nach einigen Stößen in Paraffin in C-Neutronen verwandelt werden.

Nach demselben Prinzip haben Preiswerk und v. Halban (203) gezeigt, daß die Resonanzneutronen des Jods, nach einigen Stößen in Paraffin, in Resonanzneutronen des Silbers verwandelt werden.

Die relative Lage der Absorptionsbanden der verschiedenen Elemente kann bestimmt werden, indem man die räumliche Verteilung der Resonanzneutronen eines Elementes in einem sehr großen Wasservolumen mißt. Wie schon im vorhergehenden Paragraphen gezeigt wurde, kann man aus den Verteilungskurven den Parameter $\overline{r^2}$ berechnen, dessen Wert größer ist, je langsamer die entsprechenden Neutronen sind. Mittels Gl. (26) kann man auch die Verhältnisse der Energien der Resonanzgruppen mit Energien größer als 1 Volt berechnen.

Natürlich sind die Resultate, die mit dieser Methode erhalten werden, sehr ungenau; jedoch stimmen die Verhältnisse der Energien, die man aus den Angaben der Tabelle I berechnen kann, innerhalb der Fehlergrenzen mit den Werten, die man mittels der Borabsorption findet, überein.

Um die Energie der Resonanzneutronen mit dieser Methode zu erhalten, ist es nötig, den Absorptionskoeffizient im Bor sowohl für die betrachteten Resonanzneutronen, wie auch für die thermischen Neutronen zu messen. Das Verhältnis der entsprechenden Energien ist gleich dem Quadrat des reziproken Verhältnisses der Absorptionskoeffizienten.

Es sei bemerkt, daß es in dieser Berechnung nicht korrekt ist, die Energie der thermischen Neutronen als $3/2\ kT$ (0,037 Volt) anzunehmen. In der Tat findet man auf Grund einer Maxwellschen Verteilung der Neutronen wegen des $1/v$-Absorptionsgesetzes im Bor, daß man für einen

Tabelle II.

	$\sigma_s \times 10^{-24}$ cm²	$\sigma_c \times 10^{-24}$ cm²		Halbwertszeit	E_g (EV)	$\sigma_g \times 10^{-24}$ cm²	$\frac{\Gamma}{E_g} \sim$
		300 K^0	90 K^0				
3 *Li*		65	90				
5 *B*		540	680				
6 *C*	3,4						
12 *Mg*	3,0						
13 *Al*	1,0						
16 *S*	0,9						
17 *Cl*		40					
24 *Cr*	1,4						
25 *Mn*	2,2			150 *m*	37		
26 *Fe*	10,6						
27 *Co*		35					
28 *Ni*	18						
29 *Cu*	8,3			5 *m*	62		
30 *Zn*	3,7						
33 *As*				26 *h*	84		
35 *Br*				18 *m*	62		
45 *Rh*		125	175	44 *s*	1 (*D*)	300	0,15
				4,2 *m*	~1		
47 *Ag*	6,3	55	75	22 *s*	2,5 (*A*), 4,5 (*B*)	7000 (*A*)	0,01
				2,3 *m*	69 (*B*)		
48 *Cd*	(1,2)	3000	3200				
49 *In*		300		16 *s*	2,2	7000	
				54 *m*	1,38		
50 *Sn*	4,1						
53 *I*				25 *m*	80	150	0,07
62 *Sm*		4260	4420				
63 *Eu*		3400					
64 *Gd*		22200	27700				
66 *Dy*		1200					
67 *Ho*		340					
75 *Re*		90		20 *h*	30		
77 *Ir*		285		19 *h*	1,6		
79 *Au*		90		2,7 *d*	2,5		
80 *Hg*	4,7	450	600				
82 *Pb*	7,7						
83 *Bi*	10,2						

Bruchteil von 50 Proz. absorbierter Neutronen kT (0,026 Volt) als Energie der thermischen Neutronen annehmen muß (120). Im Fall eines unendlich dünnen B-Absorbers muß man $\frac{\pi}{4} kT$ annehmen (259).

Die Resultate, die von verschiedenen Forschern (13, 129, 14, 120, 220, 75) mit der Bormethode gefunden worden sind, weichen ziemlich stark voneinander ab. Der Grund dieser Unterschiede ist nicht nur in den verschiedenen Methoden, mit denen die Messungen reduziert wurden, zu suchen, sondern auch in der Ungenauigkeit der Messung des Absorptionskoeffizienten des Bors für die thermischen Neutronen (C-Gruppe). In der Tat ist der Absorptionskoeffizient dieser Gruppe so groß, daß es nötig ist, das Bor mit einer anderen nichtabsorbierenden Substanz zu vermischen. Die Absorptionskoeffizienten des Bors, für Neutronen mit einigen Volt Energie sind dagegen ziemlich klein, so daß es nötig ist, Absorber zu benützen, die in ganz anderer Weise hergestellt sind.

In Tabelle II, Spalte 5 sind die Resultate von Goldsmith und Rasetti (120) wiedergegeben. Um den Absorptionskoeffizienten des Bors für Resonanzneutronen von verschiedenen Elementen zu messen, haben diese Forscher alle Absorptionsmessungen mit langsamen Neutronen, die aus einem Paraffinblock herauskommen und die mit 0,4 g/cm² Kadmium filtriert worden sind, ausgeführt. Natürlich kann jedes Element mehrere Resonanzen haben; in diesem Fall stellen die gegebenen Werte der Tabelle II eine Art von sehr verwickeltem Mittelwert (259) dar.

Im Fall des Silbers, für das wenigstens zwei Resonanzen (A- und B-Gruppen) bekannt sind, sind die Energien jeder dieser Banden gemessen worden.

Um die Breite einer Absorptionsbande eines Kernes zu messen, kann man eine Methode anwenden, von der wir schon im vorhergehenden Paragraphen bei der Diskussion der Formeln (23) gesprochen haben (13, 14).

Wenn wir die Aktivität $A_g(r)$ eines Indikators, die nur von den Resonanzneutronen erzeugt

ist, innerhalb eines großen Wasserbehälters, der eine Quelle schneller Neutronen enthält, messen, und die Messung für verschiedene Werte der Entfernung r von der Quelle ausführen, ist es möglich das Volumintegral,

$$\int A_g(r)\,d\tau$$

zu berechnen. Unter der Annahme, daß die Absorptionsbande eine rechtwinklige Form hat, d. h., daß der Indikator mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten K_g nur die Neutronen mit Energien zwischen den zwei Werten $E_{\min}$ und $E_{\max}$, beide größer als 1 Volt, einfängt, findet man

$$\int A_g d\tau = K_g \delta S Q \lambda_g \log \frac{E_{\max}}{E_{\min}},$$

wo δ und S die Dicke und die Fläche des Indikators sind, λ_g die mittlere freie Weglänge der Resonanzneutronen im Wasser, und Q die Anzahl der Neutronen, die von der Quelle pro Sek. emittiert sind.

Um Q zu eliminieren, können wir die Tatsache benutzen, daß auch das Volumenintegral der Aktivität eines Indikators, der nur von thermischen Neutronen aktiviert wird, proportional zu Q ist. Praktisch ist es besser,

$$\int B_T d\tau$$

zu bestimmen, wo B_T die Aktivität ist, die von den thermischen Neutronen in einem Indikator, der nur auf einer Seite mit einer dicken Kadmiumschicht geschützt ist, erzeugt wird. Der Grund, B_T statt der Aktivität des Indikators ohne Kadmiumabsorber zu messen, ist der, daß, wenn die Neutronen mehrere Male den Indikator durchlaufen können, die Aktivität des Indikators sehr empfindlich für kleine Fehler des Absorptionskoeffizienten und der Dicke des Indikators selbst ist. In der Annahme, daß der Indikator einen Absorptionskoeffizient K hat, der im thermischen Gebiet konstant ist, findet man

$$\int B_T d\tau = K \delta S Q \lambda \sqrt{N},$$

so daß

$$\log \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{K\lambda\sqrt{N}}{K_g \lambda_g} \frac{\int A_g d\tau}{\int B_T d\tau}. \qquad (42)$$

Wenn der Indikator, wie es in Wirklichkeit geschieht, eine endliche Dicke hat, ist es nötig, den Ausdruck (42) zu korrigieren, für die Absorption der Neutronen und der Elektronen in der Masse des Indikators selbst (14). Aus der Messung von $A_g(r)$ und $B_T(r)$ haben Amaldi und Fermi (13, 14) mittels (42) für die D-Gruppe (Resonanzbande des Rhodiums) $\log \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = 0{,}60$, für die A-Gruppe (Resonanzbande des Silbers) 0,038 und für die I-Gruppe (Resonanzbande des Jods) 0,27 gefunden.

Kürzlich haben Bethe und Placzek (259) gezeigt, daß man unter der Annahme, daß der Absorptionskoeffizient K_g eines Indikators von der Geschwindigkeit der Neutronen in der Nähe der Resonanz nach Formel (7) abhängt, und daß der Absorptionskoeffizient für thermische Neutronen dem $1/v$-Gesetz folgt, die relative Breite $\frac{\Gamma}{E_g}$ aus dem Ausdruck (42) erhalten kann, indem man die rechte Seite mit 4 dividiert.

Dieses Resultat ist nur gültig, wenn die Verbreiterung der Bande, die von der thermischen Bewegung der absorbierenden Atome herrührt, gegenüber der natürlichen Breite vernachlässigt werden kann. Im Fall der A-Gruppe ist diese Bedingung sicherlich nicht erfüllt. Für solche Fälle haben die obengenannten Verfasser einige Formeln berechnet, die ein bißchen komplizierter sind, und nach denen man die natürliche Breite Γ erhalten kann. Jedoch ist zu bemerken, daß es, wollte man in korrekter Weise diese Formeln und Betrachtungen auf die oben gegebenen experimentellen Resultate anwenden, nötig wäre, auch die Korrektion für die Absorption der Neutronen und der Elektronen in der Masse des Indikators zu verfeinern; in der Tat hängt diese Korrektion von der Breite der Absorptionsbanden ab, so daß es nötig sein würde, einige aufeinanderfolgende Annäherungen anzuwenden (259). Diese Korrektion ist für die A-Gruppe sehr bedeutend, weil der benützte Indikator einen großen Bruchteil der einfallenden Neutronen absorbiert.

Jedoch kann man sich fragen, ob diese Verfeinerung eine Bedeutung hat, solange man von so ungenauen experimentellen Resultaten ausgeht. Deshalb werden wir noch oft von der logarithmischen Breite $\log \frac{E_{\max}}{E_{\min}}$ anstatt von der relativen Breite $\frac{\Gamma}{E_g}$ sprechen. Die Werte der relativen Breite, die in Tabelle II angegeben sind, dürfen nur als Hinweis betrachtet werden und sind viermal kleiner als die oben gegebenen Werte der logarithmischen Breite. Der Leser, der besonderes Interesse am Problem der Breite der Absorptionsbanden der Neutronen hat, wird in dem Artikel von Bethe und Placzek (259) eine vollständige Diskussion der experimentellen Angaben finden.

Wir wollen nur erwähnen, daß für einen dünnen Indikator nach Bethe und Placzek (259)

$$\int A_g d\tau = \frac{\pi}{2} K_g \delta S Q \lambda_g \frac{\Gamma}{E_g}$$

ist, wo K_g als der Absorptionskoeffizient in der Mitte der Resonanzbande interpretiert werden muß. Wenn wir noch erwähnen, daß man den Absorptionskoeffizienten in cm^2/g erhalten kann, wenn man den Wirkungsquerschnitt in cm^2 durch die Masse M des Kernes in gr dividiert, findet man aus (7)

$$\int A_g d\tau = \frac{\pi}{2} \delta S Q \lambda_g \frac{1{,}30 \cdot 10^{-18}}{M} \frac{\Gamma_n}{E_g^2} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right)$$

d. h. $\int A_g d\tau$ wie auch die Aktivität A_g eines dünnen Indikators hängt nur von der Neutronenbreite Γ_n und der Resonanzenergie E_g ab.

Im Fall von *Rh* und *J* haben Preiswerk und v. Halban (204) beobachtet, daß die Absorption der Resonanzneutronen von dem Exponentialgesetz abweicht, so daß der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Dicke des Absorbers abnimmt. Sie kamen zum Schluß, daß dieser Effekt von einer Eigenabsorption der Resonanzbande herrührt. Jedoch kann man auch die Möglichkeit ins Auge fassen, daß diese Elemente zwei oder mehrere Resonanzen mit verschiedenen Absorptionskoeffizienten haben.

Preiswerk und v. Halban haben eine andere als die oben beschriebene Methode benutzt, um die Breite der Resonanz des Silbers zu messen (128, 129, 131). Wir denken uns ein Silbersalz (z. B. $AgNO_3$) im Wasser gelöst, das für die Verlangsamung der Neutronen benützt wird. Die Konzentration der Lösung ist so hoch (sie haben 1 g/cm^3 benützt), daß alle die Neutronen, die während des Verlangsamungsprozesses in das Energieintervall der Resonanzbande des Silbers fallen, eingefangen werden. Wir benutzen die logarithmische Skala, die im Paragraphen 3 definiert ist, dort ist $x = \log \frac{E_0}{E}$ die Variable (E_0 Anfangsenergie des Neutrons). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, während des Verlangsamungsprozesses in das Intervall zwischen x und $x + \Delta x$ fällt, ist einfach $|\Delta x| = \frac{\Delta E}{E}$.

Wenn der Verlangsamungsprozeß in der oben beschriebenen Lösung stattfindet, werden alle die Neutronen, die in das Energieintervall $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ fallen, das der Breite der Absorptionsbande des Silbers entspricht, eingefangen. Die Aktivität eines Indikators, der auf Resonanzneutronen des *Ag* empfindlich ist, und der in Berührung mit der Oberfläche des Lösungsbehälters ist, muß null sein. Wenn wir nun diesen Indikator durch einen anderen (z. B. *Rh*) ersetzen, dessen Resonanz einer kleineren Energie der Neutronen entspricht, so wird seine Aktivität nicht gleich null sein, aber kleiner als die Aktivität, die man beobachten könnte, wenn die Silberlösung durch Wasser ersetzt worden wäre. Nennen wir N die Anzahl der Neutronen, die aus dem Wasserbehälter mit der Resonanzenergie dieses Indikators (*Rh*) herauskommen. Wenn das Wasser durch Silberlösung ersetzt ist, wird die Anzahl der Resonanzneutronen, die aus der Lösung kommen, um $|\Delta x| \cdot N$ verringert. Die Aktivitäten des Indikators, die man in den zwei Fällen mißt, sind proportional bzw. zu N und $N - |\Delta x| N$. Deshalb ist die prozentuale Verringerung der Aktivität gleich

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max}}.$$

Mit dieser Methode haben Preiswerk und v. Halban $\frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max}} = 0{,}25$ für Silber gefunden. In der praktischen Ausführung der Messungen haben sie nicht beachtet, daß das Silber außer der *A*-Gruppe noch andere Resonanzen (*B*-Gruppe) hat, deren Absorption in einer sehr konzentrierten Silberlösung nicht vernachlässigt werden kann.

Endlich ist es möglich, die Breite der Resonanzen der verschiedenen Kerne mittels (7) zu berechnen, mit der Annahme, daß man ein einziges Resonanzniveau betrachten kann (116). Aus der Messung der Absorptionskoeffizienten eines Elementes für Resonanzneutronen, wie auch für thermische Neutronen, und aus der Bestimmung der Resonanzenergie mit der Bormethode, kann man Γ berechnen. Die so erhaltenen Werte sind von der Größenordnung von einigen zehntel oder hundertstel Volt.

Es ist jedoch zu bemerken, daß für diese Methode die Annahme, daß das betrachtete Element eine einzige Resonanz besitzt, wesentlich ist. Es ist vielleicht korrekter diese Methode nur als Kontrolle für die Anwendbarkeit der Formel (7) in den einzelnen Fällen zu betrachten.

Schon vor der Entdeckung des Effektes der wasserstoffhaltigen Substanzen haben Bjerge und Westcott (30) die Aktivität von verschiedenen Indikatoren (*F, Si, P, Ag, I*) gemessen, wenn sie mit Neutronen, die bei verschiedenen Kernumwandlungen (*Rn + Be; Li + D; Be+D; D + D*) emittiert werden, bestrahlt sind. Die Wirksamkeit der Neutronen in der Erzeugung von verschiedenen Radioelementen, hängt von der Energie ab. Eine Untersuchung dieser Art haben später Fermi und Mitarbeiter (10) ausgeführt. Kürzlich haben Booth und Hurst (42) verschiedene Elemente (*Mn, Cr, Al, Zn, Si, Ni, Ca, Mg*), die nach den Prozessen 1 und 2 radioaktiv werden, mit Neutronen von 2,4 MEV Energie bestrahlt. Mit der benützten Intensität konnten diese Forscher keine Aktivität beobachten.

Um die Abhängigkeit des Einfangwirkungsquerschnitts von der Geschwindigkeit der Neutronen zu bestimmen, kann man die Absorption in verschiedenen Elementen messen, indem man, um die Neutronen nachzuweisen, die Aktivität des *Al* (10 Min.) oder des *Si* (2,3 Min.) benützt, wie es Collie und Griffiths (58) gemacht haben.

Wenn ein Neutron von einem Kern eingefangen wird, wird sich das System in einem angeregten Zustand finden. Der Übergang zum Grundzustand wird mit Ausstrahlung einer oder mehrerer γ-Quanten stattfinden.

Die Energie dieser γ-Quanten liefert uns eine Angabe über die Energie, mit der das Neutron an den neuen Kern, der stabil oder instabil sein kann, gebunden ist. Die ersten Messungen des Absorptionskoeffizienten in Aluminium für die sekundären Elektronen, die von den beim Einfangprozeß emittierten γ-Quanten erzeugt werden, sind von Rasetti (207) für verschiedene Elemente ausgeführt worden. Später haben Fleischmann (106) und Kikuchi, Aoki und Husimi (143) eine viel ausgedehntere Untersuchung ausgeführt. Einige Messungen sind auch von Haenny (122) ausgeführt worden.

Fleischmann hat die *Al*-Halbwertsdicke und -Viertelwertsdicke der γ-Strahlen von 11 Elementen gemessen; die japanischen Forscher haben die Reichweite der Compton-Elektronen der γ-Quanten und den Wirkungsquerschnitt der langsamen Neutronen für die Erzeugung von γ-Strahlen für 34 Elemente gemessen.

Die Resultate von diesen verschiedenen Forschern stimmen im allgemeinen überein. Nach Fleischmann emittiert *Fe* γ-Quanten von 7,7 MEV, *Cd* von 4,1 MEV und *Ag* von 3,7 MEV. Dieser Autor findet, daß bei den zwei letzten Elementen zwei oder noch mehr γ-Quanten gleichzeitig emittiert werden. Die Messungen von Kikuchi, Husimi und Aoki (143) lassen erkennen, daß die γ-Spektren der verschiedenen Kerne ziemlich verwickelt sind. In der Tat wechselt das Verhältnis der Reichweite der sekundären Elektronen zu der Halbwertsdicke von Element zu Element.

Im Fall von *Cd* glauben Herszfinkiel und Wertenstein (135) die Emission einer weichen Komponente, die aus β-Teilchen gebildet ist, beobachtet zu haben. Die β-Teilchen würden durch innere Umwandlung von weichen γ-Strahlen erzeugt werden. Dieses Resultat stimmt nicht mit neuen noch nicht publizierten Messungen von Rasetti überein.

Eine Untersuchung des Einfangwirkungsquerschnitts der Neutronen der *C*-Gruppe bei verschiedenen Elementen, wie auch der Anzahl der emittierten γ-Quanten haben kürzlich Griffiths und Szilard (257) ausgeführt. Unter anderen bestätigen sie das Resultat von Kikuchi und Mitarbeitern (143), daß das Bor γ-Strahlen emittiert, wenn es mit langsamen Neutronen bestrahlt wird.

An *Au* hat Pontecorvo (199) beobachtet, daß die γ-Quanten, die während des Einfangprozesses des Neutrons emittiert werden, eine verschiedene Energie haben, je nachdem, ob das *Au* mit einer Borschicht geschützt ist oder nicht. Nehmen wir an, daß das *Au* zwei Resonanzen hat, je nachdem, ob das Neutron in dem einen oder in dem anderen dieser zwei Niveaus eingefangen wird, können die γ-Quanten, die beim Übergang zum Grundzustand emittiert werden, wegen der Auswahlregeln der Kernübergänge verschieden sein. Eine Borschicht wird die thermischen Neutronen absorbieren; von diesen wird ein Bruchteil der Auswahlregel des einen Resonanzniveaus folgen, während die anderen thermischen Neutronen die Auswahlregel des anderen Resonanzniveaus befolgen. Natürlich hängt das Verhältnis dieser zwei Klassen von thermischen Neutronen von den Intensitäten, Energien und der Breite der zwei Resonanzen ab.

Einige wichtige Auskünfte über die Eigenschaften der Absorptionsbanden der Kerne kann man aus dem Vergleich des Verhältnisses von zwei wasserempfindlichen Aktivitäten mit verschiedenen Halbwertszeiten eines einzigen Elementes erhalten (99, 14). Bei Silber findet man, daß die Resonanz, die *A*-Gruppe genannt wird, für das $^{110}Ag^-$ mit 22 Sek. Halbwertszeit charakteristisch ist, während die *B*-Gruppe teils von dem $^{110}Ag^-$ (22 Sek.) und teils von dem $^{108}Ag^-$ (2,3 Min.) herrührt.

Im Fall des *Rh* scheinen die Messungen von Amaldi und Fermi (99, 14) und Segrè (226) zu zeigen, „daß für ein *Rh*-Blech von 0,36 g/cm² das Verhältnis der Aktivität mit 44 Sek. und 3,2 Min. ungefähr gleich zehn ist, auch wenn die einfallenden Neutronen teilweise mit *Cd*- und *Rh*-Absorbern absorbiert sind. Es ist zu bemerken, daß Sampson und Bleakney (224) kürzlich ein neues Isotop der Masse 101 des *Rh* ($Z = 45$) gefunden haben; ein neuer Isotop kommt auf 1300 des schon bekannten Isotops 103.

Auch in den Fällen des *Br* und des *In* findet man, daß das Verhältnis der Aktivitäten mit Halbwertszeiten bzw. 18 Min./4,2 h und 16 Sek./54 Min. nicht durch die Anwesenheit eines *Cd*-Absorbers verändert wird (99, 14).

Diese Messungen sind nicht sehr genau; nur im Fall des *Rh* stellen die Messungen von Segrè eine bessere Angabe dar.

Auch im Fall des *U* (171) bleibt das Verhältnis von einigen Aktivitäten konstant, wenn man

die einfallenden Neutronen mit Kadmium filtert. Die künstliche Aktivität des *U* werden wir weiter unten noch betrachten.

Es ist zu bemerken, daß beim *Br* und *In* drei wasserempfindliche Aktivitäten und zwei Isotopen bekannt sind (35); diese Tatsache hat schon Szilard und Chalmers (236) dazu geführt, die Anwesenheit von Isotopen-Isobaren in den Fällen dieser beiden Elemente zu vermuten.

Kürzlich hat v. Weizsäcker (248) die Möglichkeit der Existenz von Isotopen-Isobaren nach dem gewöhnlichen Bild des Kernes gezeigt. Wenn wir die Existenz eines Kernzustandes sehr nahe beim Grundzustand (z. B. 50000 Volt) annehmen und sagen, daß der Übergang zu dem Grundzustand einer Änderung der Drehimpulsquantenzahl um 3 oder 4 entspricht, findet man, nach den gewöhnlichen Formeln der Strahlung, daß der obere Zustand eine Lebensdauer von mehr als einem Tag hat.

Ein Beweis für die Existenz von metastabilen Zuständen des Kernes mit einer kleinen Energiedifferenz findet man in den Messungen von Alichanian, Alichanov und Dzelepov (2), die die obere Grenze des Energiespektrums der β-Teilchen gemessen haben, die von *Br* mit 18 Min. Lebensdauer (2,000 $\pm$ 1000 MEV) und von *Br* mit 4,2 Stunden Lebensdauer (2,050 $\pm$ 0,100 MEV) emittiert werden. Der Unterschied, der innerhalb der experimentellen Fehler liegt, ist von der Größenordnung wie Weizsäcker angenommen hat.

Kürzlich haben Bothe und Gentner (45) bei Bestrahlung des *Br* mit γ-Quanten von 17,1 MEV drei Aktivitäten erhalten, von denen zwei mit den 18 Min.- und 4,2 Stundenkörpern übereinstimmen. Die dritte Aktivität hat eine Halbwertszeit von 5 Min.

Diese Tatsache muß als ein neuer Beweis für die Existenz der Isotopen-Isobaren betrachtet werden, weil man, um die vier radioaktiven Isotopen des *Br* durch ein drittes sehr seltenes stabiles Isotop zu erklären, annehmen müßte, daß dieses dritte Isotop einen außerordentlichen großen Wirkungsquerschnitt nicht nur für langsame Neutronen, sondern auch für γ-Strahlen hätte. Die Existenz der Isotopen-Isobaren erscheint wahrscheinlicher als die eben gemachte Annahme. Die bekannten stabilen Isotopen des *Br* haben die Massenzahlen 79 und 81, wir werden mit Bothe und Gentner schließen, daß die Halbwertszeiten von 18 Min. und 4,2 St. beide dem $^{80}Br^{-}$, die Halbwertszeiten von 36 St. und 5 Min. bzw. den $^{82}Br^{-}$ und $^{78}Br^{+}$ zuzuschreiben sind.

Bei der systematischen Untersuchung des größten Teils der Elemente, haben Fermi und Mitarbeiter (3, 90, 91, 93) beobachtet, daß das Uran mit Neutronen bestrahlt mehrere Aktivitäten zeigt. Unter diesen konnten sie die folgenden vier Aktivitäten individualisieren: 10 Sek., 40 Sek., 13 Min. und ungefähr 90 Min. Nach einer Reihe von chemischen Versuchen konnten diese Forscher zeigen, daß die Träger der Aktivitäten von 13 Min. und 90 Min. nicht Isotope der Elemente mit Ordnungszahlen von 86 bis 92 sind. Aus diesen Tatsachen haben Fermi und Mitarbeiter den Schluß gezogen, daß diese Aktivitäten Elementen von Ordnungszahlen größer als 92, und deswegen wahrscheinlich von der Ordnungszahl 93 zuzuschreiben sind.

Dieses Resultat ist von v. Große und Agruß (121) kritisiert worden, die, ohne Experimente über aktiviertes Uran auszuführen, den Schluß gezogen haben, daß die Aktivitäten von 13 Min. und 90 Min. den Isotopen des Protoaktiniums zuzuschreiben sind.

Auch I. Noddack (188) hat das Resultat von Fermi und Mitarbeitern kritisiert. Sie meint im Gegensatz zu v. Große und Agruß, daß die Aktivitäten von 13 und 90 Min. von Isotopen der ersten 86 Elemente herrühren könnten. Diese Einwendungen haben sich nach den Resultaten von Hahn und Meitner (123) und nach einigen anderen Experimenten von Fermi und Mitarbeitern (8, 9) und besonders von D'Agostino und Segrè (70) als unbegründet erwiesen.

Hahn und Meitner (123) haben auch gezeigt, daß der Träger der Aktivität mit 90 Min. Halbwertszeit verschieden von dem Träger der 13 Min. Aktivität ist. Zu demselben Resultat sind unabhängig Fermi und Mitarbeiter (89) gekommen; aus den damals bekannten Tatsachen konnte man schließen, daß die Halbwertszeit von 13 Min. einem Element von der Ordnungszahl 93 (Ausonium, *Ao*) und die Halbwertszeit von 90 Min. einem Element der Ordnungszahl 94 (Hesperium, *Hs*) zuzuschreiben sind.

Jedoch war das Problem des Uran noch ziemlich verwickelt. Hahn und Meitner (123, 125, 170, 171) verdanken wir eine systematische Arbeit, in der sie die chemischen Eigenschaften von diesen neuen Elementen und von anderen, die aus *U* durch Beschießung mit Neutronen erzeugt werden, festgestellt haben.

Nach diesen Forschern ist die Halbwertszeit des *Ao* 16 Min. anstatt 13 Min. und die des *Hs* 59 Min. anstatt 90–100 Min., wie von den italienischen Forschern angegeben worden war.

Außer diesen beiden und den zwei anderen kurzen oben gegebenen Halbwertszeiten finden sie noch 5 neue Aktivitäten, deren Halbwertszeiten 2,2 Min., 23 Min., 10 h, 3 d, 2,5 h sind. Alle diese Aktivitäten sind wasserempfindlich, sie sind auch nach Beschießung des *U* mit schnellen

Neutronen ($Em + Be$) beobachtet worden, mit Ausnahme der Halbwertszeit von 23 Min., die man nur nach Beschießung mit langsamen Neutronen beobachten kann.

Der Körper mit 2,2 Min. Halbwertszeit ist ein Ao-Isotop und zeigt, wie der Körper mit 16 Min. Halbwertszeit, die chemischen Eigenschaften des Ekarenium.

Die Elemente mit der Halbwertszeit von 59 Min. und 3 d verhalten sich wie die oberen homologen der Pt-Gruppe, d. h. wie Elemente von einer Ordnungszahl 94–95 oder 96. Aus dem 16 Min.-Körper bildet sich der Körper mit 10 St. Halbwertszeit.

Der Körper mit 23 Min. Halbwertszeit ist ein U-Isotop, wie wahrscheinlich auch die Körper mit den kurzen Halbwertszeiten von 15 Sek. und 40 Sek. Endlich bildet sich aus dem 3 d-Körper ein Körper mit 2,5 h Halbwertszeit.

Um diese experimentellen Resultate zu interpretieren, sind drei verschiedene Reihen von Prozessen nötig. Zwei von diesen Reihen laufen parallel; die Prozesse, die Hahn und Meitner vorgeschlagen haben, sind die folgenden:

$$ {}^{A}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A+1}_{92}U^{-}; \quad {}^{A+1}_{92}U^{-} \xrightarrow[10\ \text{sek}]{\beta} {}^{A+1}_{93}Ao^{-} \xrightarrow[2{,}2\ \text{min}]{\beta} {}^{A+1}_{94}Hs^{-} \xrightarrow[59\ \text{min}]{\beta} {}^{A+1}_{95}Ekalr \xrightarrow[3\ d]{\beta} {}^{A+1}_{96}EkaPt \xrightarrow[2{,}5\ h]{\beta} EkaAu\,? \quad (1) $$

$$ {}^{B}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{B+1}_{92}U^{-}; \quad {}^{B+1}_{92}U \xrightarrow[40\ \text{sek}]{\beta} {}^{B+1}_{93}A\bar{o} \xrightarrow[16\ \text{min}]{\beta} {}^{B+1}_{94}H\bar{s} \xrightarrow[10\ h]{\beta} {}^{B+1}_{95}Ekalr\,? \quad (2) $$

$$ {}^{C}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{C+1}_{92}U^{-}; \quad {}^{C+1}_{92}U^{-} \xrightarrow[23\ \text{min}]{\beta} {}^{C+1}_{93}Ao\,? \quad (3) $$

Wir müssen erwähnen, daß das ^{235}U nur 0,3 Proz. und das ^{234}U 0,007 Proz. des ^{238}U darstellen. Deshalb kann man ausschließen, daß die beobachteten künstlichen Aktivitäten vom ^{234}U herrühren. Die Suche nach anderen Isotopen dieses Elementes hat ein negatives Resultat gegeben (74).

Wenn man die Tatsache betrachtet, daß das Verhältnis der Intensitäten der Prozesse 1 und 2 nicht durch die Anwesenheit eines Kadmiumschutzes verändert wird (270), kann man sich vorstellen, daß diese beiden Prozesse von dem ^{238}U ($A = B = 238$) abstammen und daß es sich um ein anderes besonders Beispiel von Isotopen-Isobaren handelt.

Nach den Messungen von Meitner, Hahn und Strassmann (270) findet man, mit der Annahme, daß der Prozeß 3 vom ^{235}U herrührt, daß der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses größer ist als das Quadrat der Wellenlänge des einfallenden Neutrons. Deswegen muß man annehmen, daß auch der Prozeß 3 vom ^{238}U abstammt ($C = 238$). Um die drei Isotopen-Isobaren des Urans, sowie auch die zwei Prozesse 1 und 2, die parallel laufen, zu erklären, scheint ein weiterreichendes Verbot nötig zu sein als das von v. Weizsäcker vorgeschlagene.

Auch im Fall des Th haben Fermi und Mitarbeiter (93, 8, 9) einige Aktivitäten nach Beschießung mit Neutronen beobachtet. Nach den ersten chemischen Versuchen von D'Agostino und Segré (70) ist dieses Problem von Hahn und Meitner (124), Curie, v. Halban und Preiswerk (67) und Rona und Neunniger (216) weiter untersucht worden. Auch in diesem Fall sind die experimentellen Resultate sehr verwickelt. Wir können die Resultate im folgenden zusammenfassen: Das Thorium zeigt nach Beschießung mit Neutronen sechs Aktivitäten, deren Halbwertszeiten 1 Min., 2,5 Min., 12 Min., 25 Min., 3,5 h, 42 h sind. Der Körper mit 25 Min. Halbwertszeit ist ein Isotop des Pa und entsteht aus einem Th-Isotop. Der Körper mit 1 Min. Halbwertszeit ist ein Ra-Isotop und die Körper mit 3,5 h und 12 Min. Halbwertszeiten sind Ac-Isotopen. Aus verschiedenen Gründen kann man die drei folgenden Prozesse vorschlagen (67, 216)

$$ {}^{232}_{90}Th + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{233}_{90}Th^{-}; \quad {}^{233}_{90}Th^{-} \xrightarrow[25\ \text{min}]{\beta} {}^{233}_{91}Pa^{-} \xrightarrow[2{,}5\ \text{min}]{\beta} {}^{233}_{92}U\,? \quad (1) $$

$$ {}^{232}_{90}Th + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{229}_{88}Ra^{-} + {}^{4}_{2}He; \quad {}^{229}_{88}Ra^{-} \xrightarrow[1\ \text{min}]{\beta} {}^{229}_{89}Ac^{-} \xrightarrow[3{,}5\ h]{\beta} {}^{229}_{90}Th^{-}\,? \xrightarrow{\beta} {}^{229}_{91}Pa\,? \xrightarrow{\alpha} {}^{225}_{89}Ac^{-} \xrightarrow[42\ h]{\beta} Th\,? \quad (2) $$

$$ {}^{232}_{90}Th + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{232}_{89}Ae^{-} + {}^{1}_{1}H; \quad {}^{232}_{89}Ac^{-} \xrightarrow[12\ \text{min}]{\beta} {}^{232}_{90}Th\,. \quad (3) $$

Es ist schwierig, festzustellen, welches der zwei neuen *Ac*-Isotopen die längere Halbwertszeit hat. Es gibt einige Gründe, die Halbwertszeit von 3,5 h dem $^{229}_{89}Ac^-$ des Prozesses 2 zuzuschreiben. Es ist zu bemerken, daß in dem Prozeß 1 sich einige neue Kerne von der Masse 233, d. h. von der Form $4n + 1$, bilden (124, 67). Wir erwähnen, daß die Massen der drei natürlichen radioaktiven Familien von der Form $4n$, $4n + 2$, $4n + 3$ sind. Deshalb könnte man denken, daß die Körper, die im Prozeß 1 sich bilden, zu einer vierten Familie gehören würden, oder daß sie mit dieser Familie verbunden sein würden, wie z. B. das $^{232}Ac^-$ des Prozesses 3 mit der *Th*-Familie verbunden ist. In der Tat gehört das $^{232}Ac^-$ nicht zu der *Th*-Familie, jedoch verwandelt es sich in ^{232}Th. Nach den Messungen von Curie, Preiswerk und v. Halban (67) kann die radioaktive Familie mit der Masse der Form $4n + 1$ im natürlichen Uran nur weniger als 1 Teil auf 10000 enthalten sein.

Untersuchungen der künstlichen Radioaktivität mit Neutronen an seltenen Erden sind von verschiedenen Forschern (93, 9, 137, 165, 168, 215, 233) angestellt worden. Die physikalische sowie chemische vollständigste Untersuchung dieser Elemente ist von Hevesy und Levi (137) ausgeführt worden. Diese Forscher haben die Aktivitäten von verschiedenen sehr reinen Proben seltener Erden wie auch ihre Absorption für langsame Neutronen gemessen. Die Angaben, die sich auf die seltenen Erden beziehen und die in Tabelle III angegeben sind, sind meistens die v. Hevesy und Levi. Diese Forscher (137) haben eine Skala der Intensitäten der Aktivitäten der verschiedenen seltenen Erden aufgestellt, die sehr nützlich für die chemische Analyse von Mischungen von diesen Elementen ist.

Wie schon im Paragraph 1 erwähnt worden ist, verdanken wir Szilard und Chalmers (234) ein sehr einfaches chemisches Verfahren, das sehr oft eine starke Konzentrierung (einige hundert Male) des radioaktiven Isotopes eines Elementes, das mit Neutronen bombardiert ist, gestattet. Das Prinzip dieser Methode besteht darin, eine Verbindung (organisch oder anorganisch) des betrachteten Elementes zu bombardieren, die sich sehr langsam aus den Elementen bildet. Durch den Einfangprozeß des Neutrons werden die Atome des betrachteten Elementes aus den Molekülen der Verbindung herausgeschleudert. Dies geschieht auch, wenn das Neutron eine sehr kleine Energie hat, sofern der Impuls des beim Einfangprozeß emittierten γ-Quants genügend groß ist, um die chemische Verbindung zu dissoziieren. Deshalb befinden sich die radioaktiven Atome in einem anderen chemischen Zustand als die Atome, die in den Molekülen der bombardierten Verbindung gebunden sind. Deswegen können die radioaktiven Atome mit einer günstigen Reaktion getrennt werden. Die wesentlichen Bedingungen, die die Anfangsverbindung erfüllen muß, sind die folgenden: Erstens die Masse des bombardierten Atoms muß klein gegenüber der Masse der Moleküle sein, so daß die Translationsenergie des ganzen Moleküls ein kleiner Bruchteil der gesamten Rückstoßenergie wird. Zweitens müssen die radioaktiven und freien Atome eine kleine Wahrscheinlichkeit haben, wieder gebunden zu werden.

Szilard und Chalmers haben diese Methode zur Konzentrierung des radioaktiven *J* aus Jodäthyl angewendet. Vor der Bestrahlung gaben sie ihrem Jodäthyl eine kleine Menge freies Jod zu. Nach der Bestrahlung wurde dieses freie Jod mit dem radioaktiven Jod zu Jodwasserstoff reduziert und das Jod-Jon mit Silbernitrat als *AgJ* gefällt. Die aktive Substanz ist dann in der kleinen Menge Jodsilber von der sehr viel größeren Menge inaktiven Jodäthyls getrennt.

Fermi und Mitarbeiter (7, 8, 9) haben diese Methode systematisch auf fast alle neuen radioaktiven Isotopen, die nach Beschießung mit Neutronen erhalten waren, angewendet. Die Untersuchung der Ausbeute dieser Prozesse ist für einige Fälle von O. D'Agostino ausgeführt worden (69). Ähnliche Resultate sind gleichzeitig von Erbacher und Philipp (83) erhalten worden.

Eine physikalische Methode, das radioaktive Isotop eines Elementes abzutrennen, die der bekannten Methode für die Abscheidung des aktiven Niederschlags sehr ähnlich ist, ist von Fermi und Mitarbeitern (7, 9) angewendet worden, um die Aktivität des Jods zu konzentrieren. Ein zylindrischer Glasbehälter enthält zwei Elektroden, zwischen denen ein Potentialunterschied von einigen tausend Volt besteht. Der Glasbehälter enthält außerdem Jodäthyl, dessen Dampfdruck durch leichte Erwärmung auf ungefähr einer Atmosphäre gehalten wird. Der Glasbehälter wird in Wasser eingetaucht, das eine Quelle von $Em + Be$ enthält. Nach Bestrahlung war ein Teil der Aktivität des Jods auf die Elektroden konzentriert.

Eine vollständigere Untersuchung dieser Methode ist von Paneth und Fay (87, 192) ausgeführt worden.

Der elastische + Einfang-Wirkungsquerschnitt der schnellen Neutronen der $Em + Be$-Reaktion ist von Dunning (77) für mehrere Elemente gemessen worden. Die Resultate dieser Forscher sind in Fig. 18 reproduziert.

Bonner (39) hat einige relative Messungen des Wirkungsquerschnitts der Neutronen, die

Tabelle III.

Elemente	Isotope	Halbwertszeiten	Energie der β-Strahlen	γ-Strahlen	Radioaktive Isotopen
1 *H*	1, 2, 3				
2 *He*	3, **4**				
3 *Li*	6, **7**	0,8 s (262) (263)			
4 *Be*	**9**	0,9 s (33)	3,7 MEV (34)		$^{6}_{2}He^{-}$
5 *B*	**10**, **11**				
6 *C*	**12**, 13				
7 *N*	**14**, 15	sehr lang ?			$^{14}C^{-}$ (51)
8 *O*	**16**, 17, 18	9 s* (265)			$^{16}N^{-}$ (265)
9 *F*	**19**	9 s; 40 s (185)	0,24 g/cm²; —	ja	$^{16}N^{-}$; —
10 *Ne*	**20**, 21, 22				
11 *Na*	**23**	8 s (185); 40 s; 14,8 h	—; —; 1,7 MEV (145)	—; —; 0,95 1,93 3,08 MEV (212) (211)	—; $^{23}Ne^{-}$ (269); $^{24}Na^{-}$
12 *Mg*	**24**, 25, 26	40 *s*; 10 m; 14,8 h	—; 2 MEV (133); 1,7 MEV (145)	—; 1,3 MEV (133); 0,95 1,93 3,08 MEV (212) (211)	$^{23}Ne^{-}$ (269); $^{27}Mg^{-}$; $^{24}Na^{-}$
13 *Al*	**27**	2,3 m; 10 m; 14,8 h	3,3 MEV (60); 2 MEV (133); 1,7 MEV (145)	2,3 MEV (60); 1,3 MEV (133); 0,95 1,93 3,08 MEV (212) (211)	$^{28}Al^{-}$; $^{27}Mg^{-}$; $^{24}Na^{-}$
14 *Si*	**28**, 29, 30	2,3 m; 2,5 h	3,3 MEV (60); 1,8 MEV (145)	2,3 MEV (60); —	$^{28}Al^{-}$; $^{31}Si^{-}$
15 *P*	**31**	2,3 m; 2,5 h; 15 d	3,3 MEV (60); 1,8 MEV (145); 1,95 MEV (2)	2,3 MEV (60); —;	$^{28}Al^{-}$; $^{31}Si^{-}$; $^{32}P^{-}$
16 *S*	**32**, 33, 34	15 d (9) (17) (228)	1,95 MEV (2) (17) (145)		$^{32}P^{-}$
17 *Cl*	**35**, **37**	35 m; 15 d; 80 d (18)	4,8 MEV (145); 1,95 MEV (2); —	2 2,5 MEV (211); —; —	Cl^{-}; $^{32}P^{-}$; S^{-} (18)
18 *A*	36, 38, **40**				
19 *K*	**39**, 40, 41	16 h	3,5 MEV (145)		$^{42}K^{-}$
20 *Ca*	**40**, 42, 43, 44	4 h (136); 16 h (136)	—; 3,5 MEV (145)		Ca^{-} (136); $^{42}K^{-}$
21 *Sc*	**45**	16 h (136); 60 d (136); sehr lang (137)	0,19 g/cm²; 0,01 g/cm²; —; (136)		$^{42}K^{-}$; $^{46}Sc^{-}$; *Sc* (?) (137)
22 *Ti*	46, 47, **48**, 49, 50	3 m			
23 *V*	**51**	3,7 m	0,17 g/cm²	ja	$^{52}V^{-}$
24 *Cr*	50, **52**, 53, 54	3,7 m	0,17 g/cm²	ja	$^{52}V^{-}$
25 *Mn*	**55**	3,7 m; 2,5 h	0,17 g/cm²; 3,2 MEV (2) (48) (118)	ja	$^{52}V^{-}$; $^{56}Mn^{-}$
26 *Fe*	54, **56**, 57, 58	2,5 h	3,2 MEV (2) (48) (118)	ja	$^{56}Mn^{-}$
27 *Co*	57, **59**	20 m (219); 2,5 h; 72 h (19); sehr lang (223)	—; 3,2 MEV (2) (48) (118); —; —	ja	$^{58}Co^{-}$; $^{56}Mn^{-}$; Fe^{-}; $^{60}Co^{-}$ (223)
28 *Ni*	58, **60**, 61, 62, 64	20 m (219); 3 h (186)			$^{58}Co^{-}$; —
29 *Cu*	63, **65**	5 m; 10,5 m* (138); 12,8 h (245)	—; —; β^{+} 0,79 MEV β^{-} 0,83 MEV (245)	ja	$^{66}Cu^{-}$; $^{62}Cu^{+}$ (138*); $^{64}Cu\pm$ (245)
30 *Zn*	64, **66**, 67, 68, 70	5 m; 60 m (138) (164) (167); 12,8 h	—; —; β^{+} 0,79 MEV β^{-} 0,83 MEV (245)	ja	$^{66}Cu^{-}$; Zn^{+} (?) (138*); $^{64}Cu\pm$ (245)
31 *Ga*	69, **71**	20 m; 23 h; 60 m* (265)	0,17 g/cm²; —	ja	$^{70}Ga^{-}$ (45); $^{72}Ga^{-}$; $^{68}Ga^{+}$
32 *Ge*	70, **72**, 73, **74**, 76	30 m (?)			
33 *As*	**75**	26 h	3,4 *KU* (48)	ja	$^{76}As^{-}$
34 *Se*	74, 76, 77, **78**, **80**, 82	35 m; 56 m* (138)			Se^{-}; —
35 *Br*	**79**, **81**	18 m; 4,2 h; 36 h (146) (142); 5 m* (138)	2,00 MEV (2); 2,05 MEV (2); 0,85 MEV (2); —	—	$^{80}Br^{-}$; $^{80}Br^{-}$; $^{82}Br^{-}$; $^{78}Br^{*+}$ (45)
36 *Kr*	78, 80, 82, 83, **84**, 86				
37 *Rb*	85, **87**	?			
38 *Sr*	84, 86, 87, **88**				

Tabelle III (Fortsetzung).

Elemente	Isotope	Halbwertszeiten	Energie der β-Strahlen	γ-Strahlen	Radioaktive Isotopen
39 *Y*	**89**	70 h (137)	0,16 g/cm² (137)		$^{90}Y^-$ (137)
40 *Zr*	**90**, 91, **92**, 94, (96)	40 h (136)	0,13 g/cm² (136)		Zr^- (136)
41 *Nb*	**93**				
42 *Mo*	92, 94, 95, 96, 97, **98**, 100	30 m; 36 h (166); 21 m (138)*			Mo^-; Mo^- (166); Mo^+ (45) (138)
43 *Ma*					
44 *Ru*	96, 98, 99, 100, **101**, **102**, 104	40 s; 100 s; 11 h; 75 h (147)			Ru^-; Ru^-; —; — (147)
45 *Rh*	101, **103**	44 s; 4,2 m (226) (76)	2,5 MEV (2) (118); ~2,1 MEV		Rh^-; Rh^-
46 *Pd*	102, 104, **105**, **106**, **108**, 110	3 m; 15 m; 12 h; 60 h (150) (166)			Pd^-; Pd^-; Pd^-; Pd^-
47 *Ag*	**107**, **109**	22 s; 2,3 m; 24 m* (138)	2,7 MEV (2) (118); —; —		$^{110}Ag^-$; $^{108}Ag^-$; $^{106}Ag^+$ (45)
48 *Cd*	106, 108, 110, 111, **112**, 113, **114**, 116	mehrere Aktivitäten mit unbekannten Halbwertszeiten; 20 m*; 200 m* (138)			
49 *In*	113, **115**	16 s; 54 m; 5 h; 1 m* (265)	3,2 MEV; 1,3 MEV (118) (48); —	ja	In^-; In^-; In^-; $^{112}In^{+*}$ (265)
50 *Sn*	112, 114, 115, 116, 117, **118**, 119, **120**, 122, 124	6 m; 18 m (186) (184)			Sn^-; Sn^-
51 *Sb*	**121**, **123**	2,5 d; 17 m* (138)			Sb^-; $^{120}Sb^{+*}$ (45) (138)
52 *Te*	120, 122, 123, 124, 125, 126, **128**, **130**	45 m; 60 m* (138)			Te^-; Te^+ (45) (138)
53 *I*	**127**	25 m;	2,1 MEV (2)	ja	$^{128}I^-$
54 *Xe*	124, 126, 128, **129**, 130, **131**, **132**, 134, 136				
55 *Cs*	**133**	1,5 h (?)			
56 *Ba*	130, 132, 134, 135, 136, 137, **138**	3 m; 80 m			—; Ba^-
57 *La*	**139**	1,9 h (137)			$^{140}La^-$ (137) (165)
58 *Ce*	136, 138, **140**, 142	75 m (167)			Ce^-
59 *Pr*	**141**	5 m; 19 h	—; 0,054 g/cm²		Pr^- (?); Pr^- (?)
60 *Nd*	**142**, 143, **144**, 145, 146	1 h			$^{147}Nd^-$
61 —	— —				
62 *Sm*	144, 147, 148, 149, 150, **152**, **154**	40 m; 2 d (165)			Sm^-; Sm^- (137) (165)
63 *Eu*	**151**, **153**	92 h (233)	0,054 g/cm²	ja	Eu^-
64 *Gd*	**155**, **156**, 157, **158**, 160	7 h (137)			$^{159}Gd^-$
65 *Tb*	**159**	3,9 h (233)			$^{160}Tb^-$
66 *Dy*	**161**, **162**, **163**, **164**	2,5 h (137) (165)	1,4 MEV (118)		$^{165}Dy^-$
67 *Ho*	**165**	33 h (137) (215)	0,11 g/cm²		$^{166}Ho^-$
68 *Er*	**166**, **167**, **168**, 170	7 m; 13 h (165) (137) (215)	—; 0,08 g/cm²		Er^-; Er^-
69 *Tu*	**169**	120 d (215) (137) (66)	0,04 g/cm²		$^{170}Tu^-$
70 *Yb*	171, **172**, 173, **174**, 176	3,5 h (137) (233)	0,11 g/cm²		Yb^-
71 *Lu*	**175**	4 h; 7 d (137)			Lu^- (?); Lu^- (?) (137)
72 *Hf*	176, 177, **178**, 179, **180**	sehr lang (136)			$^{181}Hf^-$
73 *Ta*	**181**	97 m (167); 200 d (107)			Ta^- (?); Ta^- (?)
74 *W*	**182**, 183, **184**, **186**	1 d (166)			W^-
75 *Re*	**185**, **187**	20 h; 85 h (150)	0,12 g/cm²		Re^-; Re^-

Tabelle III (Fortsetzung).

Elemente	Isotope	Halbwertszeiten	Energie der β-Strahlen	γ-Strahlen	Radioaktive Isotopen
76 *Os*	186, 187, 188, 189, **190**, **192**	40 h (150)			Os^-
77 *Ir*	**191**, **193**	19 h; 68 d (14) (231)	2,2 MEV (2); —		Ir^-; Ir^-
78 *Pt*	192, **194**, **195**, **196**, 198	50 m (136) (230) (166)			Pt^-
79 *Au*	**197**	2,7 d	1,15 MEV (2)	0,3 MEV (148)	$^{198}Au^-$
80 *Hg*	196, 198, 199, **200**, 201, **202**, 203, 204	40 h (20); 43 m* (138)			Hg^-; Hg^-
81 *Tl*	**203**, **205**	4 m (201); 97 m (166)			^{204}Tl (138); —
82 *Pb*	(203), 204, (205), **206**, **207**, **208**				
83 *Bi*	209	(232), (201)			

von *Be*, *B* und *F* nach Bestrahlung mit α-Teilchen des *Po* emittiert werden, in Paraffin, Kohle und Blei gemacht.

Der elastische Wirkungsquerschnitt für langsame Neutronen ist bei mehreren Elementen von Budnizky und Kurtschatow (50), A. C. G. Mitchell und Mitarbeitern (172, 173, 174, 176) und Pontecorvo und Wick (198) gemessen worden. Letztere haben gezeigt, daß wenigstens in einigen Fällen der elastische Wirkungsquerschnitt für thermische sowie für Resonanzneutronen gleich ist. In Tabelle II, Spalte 2 sind die Angaben von Mitchell und Mitarbeitern wiedergegeben.

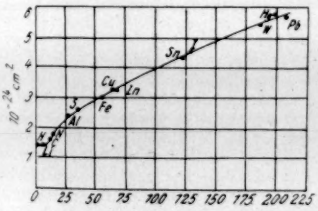

Fig. 18. Elastischer + Einfang-Wirkungsquerschnitt der Neutronen der *Em* + *Be*-Reaktion als Funktion der Ordnungszahl *Z*.

Die selektive Diffusion des Paraffins, die einige Forscher (242, 175) mit verschiedenen Indikatoren beobachtet haben, ist leicht zu erklären, wenn man den großen Wert der Albedo der *C*-Gruppe betrachtet. In der Tat wird die Aktivität eines Indikators nur stark mit zunehmender Dicke des aufgelegten Paraffins zunehmen, wenn der Indikator sehr empfindlich gegenüber der *C*-Gruppe ist.

F. Bloch (36) hat durch einige theoretische Überlegungen die Möglichkeit gezeigt, daß der elastische Wirkungsquerschnitt der langsamen Neutronen in einer ferromagnetischen Substanz von der Magnetisierung abhängt, weil das schwache atomare Magnetfeld genügend ausgedehnt ist, um einen Beitrag zur Streuung der Neutronen zu geben, von derselben Größenordnung wie die Streuung, die von den Kernkräften herrührt. Der Effekt der Magnetisierung auf die Streuung der Neutronen, der von verschiedenen Forschern (154, 81, 258, 261) beobachtet worden ist, gestattet die Erzeugung von teilweise polarisierten Neutronenbündeln.

Durch Benützung eines teilweise polarisierten Neutronenbündels haben Frisch, v. Halban und Koch kürzlich eine Methode gefunden, das magnetische Moment des Neutrons direkt zu messen (268).

Der Einfangwirkungsquerschnitt der thermischen Neutronen ist für viele Elemente von Dunning, Pegram, Fink und Mitchell (78, 177) mit einer Bor- (oder Lithium-) Ionisationskammer gemessen worden und kürzlich auch von Griffiths und Szilard (257) mit den γ-Strahlen, die beim Einfangprozeß von Kadmium emittiert werden.

In Tabelle II ist der Einfangwirkungsquerschnitt der thermischen Neutronen nur für die starkabsorbierenden Elemente gegeben worden, weil wegen der Ungenauigkeit der Messungen die Resultate für die schwachabsorbierenden Elemente fraglich sind. Diese Angaben sind dem Werke von Rasetti (Elements of nuclear Physics, New York 1936) entnommen worden. Sie sind kritisch aus den Resultaten von verschiedenen Forschern (78, 177, 137) und aus anderen nicht publizierten Resultaten ausgewählt worden.

In der dritten Spalte sind die Einfangwirkungsquerschnitte für zwei verschiedene Temperaturen gegeben. Wie man sieht, nimmt der Wirkungsquerschnitt im allgemeinen sehr stark mit abnehmender Temperatur zu, mit Ausnahme der Fälle des *Cd* und *Sm*. Das ist mit der Existenz einer Resonanz für diese beiden

Elemente in der Nähe des thermischen Gebietes zu erklären.

In Spalte 6 derselben Tabelle sind für einige Fälle die Wirkungsquerschnitte für Resonanzneutronen angegeben. Diese Werte sind aus den Messungen von Amaldi und Fermi (14) abgeleitet worden und stellen einen Mittelwert über die Breite der Resonanzlinie dar. Im Zentrum der Resonanzlinie ist der Wirkungsquerschnitt zweimal so groß. Es ist noch zu bemerken, daß der Wert für die A-Gruppe auf das $^{110}Ag^-$ bezogen ist, während alle anderen Werte auf alle Isotopen des entsprechenden Elementes bezogen sind.

In der Tat rührt im allgemeinen die Absorption der Neutronen in einem Element von verschiedenen Prozessen her. Deswegen entsprechen die Wirkungsquerschnitte, die man aus den Absorptionskoeffizienten berechnen kann, einer komplizierten Mischung von allen diesen Prozessen. Im allgemeinen ist über diese verschiedenen Prozesse zu wenig bekannt. Wir wollen nur erwähnen, daß im Fall des Cl die starke Absorption der thermischen Neutronen nicht der schwachen Aktivität mit 35 Min. Halbwertszeit entspricht. Im Fall des Rh ist die Halbwertszeit von 4,2 Min. ungefähr zehnmal schwächer als die von 44 Sek. Halbwertszeit und im Fall des In haben die zwei Aktivitäten mit 16 Sek. und 54 Min. Halbwertszeiten ungefähr dieselbe Intensität.

In Tabelle III sind die Radioelemente, die durch Bestrahlung mit Neutronen erhalten worden sind, zusammengestellt. In der ersten Spalte sind die Ordnungszahlen und die chemischen Symbole der Elemente gegeben; in der zweiten Spalte die stabilen Isotopen; die Isotopen, die häufiger als 20 Proz. sind, sind fettgedruckt. Die dritte Spalte enthält die Halbwertszeiten und die Quellenangabe.

Die ganze Tabelle ist aufgestellt worden, indem die Tabelle von Fermi und Mitarbeitern (9) ergänzt und korrigiert wurde. Die Werte ohne Quellenangabe sind im allgemeinen ohne Änderung aus dieser Arbeit übernommen. Manchmal sind Arbeiten zitiert, die nicht in der Tabelle III benützt worden sind; es handelt sich um Arbeiten, die sich mit dem betrachteten Radioelement beschäftigen.

Die Halbwertszeiten, die einen Stern haben, sind nur durch Bestrahlung mit sehr schnellen Neutronen ($D+Li$) erhalten und durch Emission eines Neutrons aus dem gestoßenen Kern erzeugt worden.

Die vierte Spalte enthält Angaben über die Energie der emittierten β-Teilchen. Im allgemeinen ist die obere Grenze des β-Spektrums in MEV gegeben. Viele Forscher extrapolieren die experimentelle Kurve, in der Annahme, daß das β-Spektrum der Modifikation von Konopinski und Uhlenbeck (144) der Fermischen Theorie des β-Zerfalls (88) folgt. In einer kürzlich erschienenen Arbeit hat Lyman (163) gezeigt, wie schon andere Forscher bemerkt hatten (145), daß die so erhaltenen Werte der Grenze des β-Spektrums (wenigstens in den Fällen des RaE und $^{32}P^-$) um 17 Proz. höher sind als die experimentellen Werte. Deswegen haben wir in der Tabelle III versucht, die nach Konopinski-Uhlenbeck ermittelten oberen Grenzen der β-Spektren zu vermeiden. In einigen Fällen, wenn nur die Konopinski-Uhlenbecksche obere Grenze angegeben war, haben wir diese Werte (in MEV) mit $K.U.$ bezeichnet. Endlich haben wir für einige Elemente die Al-Halbwertsdicke in g/cm² angegeben, wenn keine bessere Angabe zur Verfügung stand.

In der fünften Spalte sind Angaben über die emittierten γ-Strahlen gemacht. Manchmal sind die Energien in MEV gegeben. In anderen Fällen ist nur die Existenz einer γ-Strahlung angezeigt worden. Wenn keine Angabe über γ-Strahlung gemacht ist, kann man nicht schließen, daß das betrachtete Element keine γ-Strahlen emittiert.

In der letzten Spalte sind die erhaltenen Radioelemente angegeben. In einigen Fällen ist es möglich gewesen (245, 45), die Masse der radioaktiven Isotopen festzustellen.

Es ist zu bemerken, daß viele der Radioelemente, die bei Beschießung von Neutronen erhalten werden, auch durch Bestrahlung mit Deuteronen erhalten werden können. So ist z. B. das $^{24}_{11}Na^-$, das von Fermi und Mitarbeitern (9) entdeckt worden ist, später auch von Lawrence (155) erhalten worden. In der Tabelle III sind sehr oft Angaben benützt worden, die verschiedene Forscher durch Bestrahlung mit Deuteronen erhalten haben. So ist z. B. ein sehr interessanter Fall von van Voorhis (245) beobachtet worden. $^{64}Cu^{\pm}$ (12,8 h Halbwertszeit) emittiert Elektronen und Positronen, ganz gleich, ob es durch Neutronen oder durch Deuteronen erhalten wurde; die Anzahl der Elektronen ist 1,6mal größer als die Anzahl der Protonen.

Literaturverzeichnis.

1) K. D. Alexopoulos, Helv. Phys. Acta **87**, 601, 1935; Promotionsarbeit der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich 1935.
2) A. I. Alichanov, A. I. Alichanian und D. S. Dzelepov, Z. f. Phys. **98**, 350, 1935; Phys. Zeitschr. d. Sowjet. **10**, 78, 1936.
3) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, F. Rasetti und E. Segrè, Ric. Scient. V–I, 452, 652, 1934; V–II, 21, 1934.
4) E. Amaldi, E. Fermi, F. Rasetti und E. Segrè, Nuovo Cim. **9**, 2, 442, 1934.
5) E. Amaldi und E. Segrè, Nuovo Cim. **9**, 2, 452, 1934.

6) E. Amaldi, O. D'Agostino und E. Segré, Ric. Scient. V–II, 381, 1934.
7) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti und E. Segré, Ric. Scient. V–II, 467, 1934; VI–I, 123, 1935.
8) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo und E. Segré, Ric. Scient. VI–I, 432, 1934.
9) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti und E. Segré, Proc. Roy. Soc. (A) **149**, 522, 1935.
10) E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo und E. Segré, Ric. Scient. VI–I, 581, 1935.
11) E. Amaldi, Nuovo Cim. **9**, 3, 223, 1935.
12) E. Amaldi und E. Fermi, Ric. Scient. VI–II, 334, 1935.
13) E. Amaldi und E. Fermi, Ric. Scient. VII–I, 56, 223, 310, 393, 1936.
14) E. Amaldi und E. Fermi, Ric. Scient. VII–I, 454, 1936; Phys. Rev. **50**, 899, 1936.
15) E. Amaldi und E. Segré, Phys. Rev. **50**, 571, 1936.
16) E. Amaldi, L. R. Hafstad und M. A. Tuve, Phys. Rev. **51**, 896, 1937.
17) J. Ambrosen, Z. f. Phys. **91**, 43, 1934.
18) E. B. Andersen, Z. f. Phys. Chem. (B) **32**, 237, 1936.
19) E. B. Andersen, Nature **138**, 76, 1936.
20) E. B. Andersen, Nature **137**, 457, 1936.
21) A. Arsenjewa-Heil, O. Heil und C. H. Westcott, Nature **138**, 462, 1936.
22) L. Arsimovitsch, I. Kurtschatow, L. Missowski und P. Palibin, C. R. **200**, 2159, 1935.
23) L. Arsimovitsch, I. Kurtschatow, G. Latyschew und W. Chromow, Phys. Zeitschr. d. Sowjet. **8**, 472, 1935.
24) O. S. Bayley, B. R. Curtis, E. R. Gaerttner und S. Goudsmit, Phys. Rev. **50**, 461, 1936.
25) G. Bernardini, Z. f. Phys. **85**, 555, 1933.
26) G. Bernardini und D. Bocciarelli, Atti Acc. Lincei **24**, 59; **29**, 132, 1936; Ric. Scient. VIII–I, 33, 1937.
27) H. A. Bethe, Phys. Rev. **47**, 747, 1935.
28) H. A. Bethe und R. Peierls, Proc. Roy. Soc. (A) **148**, 146, 1935.
29) H. A. Bethe, Phys. Rev. **50**, 332, 1936.
30) T. Bjerge und C. H. Westcott, Nature **134**, 177, 1934.
31) T. Bjerge und C. H. Westcott, Nature **134**, 286, 1934.
32) T. Bjerge und C. H. Westcott, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 709, 1935.
33) T. Bjerge, Nature **137**, 865, 1936; **138**, 400, 1936.
34) T. Bjerge und K. J. Broström, Nature **138**, 400, 1936.
35) J. P. Blewett, Phys. Rev. **49**, 900, 1936.
36) F. Bloch, Phys. Rev. **50**, 259, 1936.
37) N. Bohr, Nature **137**, 344, 1936.
38) T. W. Bonner und L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **45**, 552, 1934; **46**, 258, 1934.
39) T. W. Bonner, Phys. Rev. **45**, 601, 1934.
40) T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 19, 1936.
41) T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **48**, 742, 1936; **50**, 308, 1936.
42) E. T. Booth und C. Hurst, Nature **138**, 367, 1936.
43) E. T. Booth und C. Hurst, Nature **138**, 1011, 1936.
44) W. Bothe und H. Becker, Z. Phys. **66**, 289, 1936.
45) W. Bothe und W. Gentner, Naturwiss. **25**, 90, 126, 191, 284, 1937.
46) G. Breit und E. V. Condon, Phys. Rev. **49**, 904, 1936; **51**, 56, 1937.
47) G. Breit und E. Wigner, Phys. Rev. **49**, 519, 1936.
48) M. V. Brown und A. C. G. Mitchell, Phys. Rev. **50**, 593, 1936.
49) D. Z. Budnizky, I. W. Kurtschatow und G. D. Latyschew, Physik. Zeitschr. d. Sowjet. **7**, 474, 1935.
50) D. Z. Budnizky und I. W. Kurtschatow, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **8**, 170, 1935.
51) W. E. Burcham und M. Goldhaber, Camb. Phil. Soc. Proc. **32**, 632, 1936.
52) E. H. S. Burhop, R. D. Hill und A. A. Townsend, Nature **138**, 1094, 1936.
53) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 692, 1932.
54) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. (A) **142**, 1, 1933.
55) J. Chadwick und M. Goldhaber, Nature **134**, 237, 1934; Proc. Roy. Soc. (A) **151**, 479, 1935.
56) J. Chadwick und M. Goldhaber, Nature **135**, 65, 1935; Proc. Camb. Phil. Soc. **31**, 612, 1935.
57) J. A. Chalmers, Brit. J. Radiol. (Arch. of Radiol.) **8**, 163, 1935.
58) C. H. Collie und J. H. E. Griffiths, Proc. Roy. Soc. (A) **155**, 434, 1936.
59) E. U. Condon und G. Breit, Phys. Rev. **49**, 229, 1936.
60) J. M. Cork, R. Richardson und F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **49**, 208, 1936.
61) H. R. Crane, C. C. Lauritsen und A. Soltan, Phys. Rev. **45**, 507, 1934.
62) I. Curie und F. Joliot, C. R. **194**, 273, 708, 876, 1229, 1932.
63) I. Curie und F. Joliot, C. R. **196**, 397, 1933; J. Physique et Radium **4**, 278, 1933.
64) I. Curie und F. Joliot, C. R. **198**, 254, 559, 1934.
65) I. Curie, F. Joliot und P. Preiswerk, C. R. **198**, 2089, 1934.
66) M. Curie und P. Preiswerk, C. R. **203**, 787, 1936.
67) I. Curie, H. v. Halban und P. Preiswerk, C. R. **200**, 1841, 2079, 1935; J. Physique et Radium **7**, 361, 1935.
68) O. D'Agostino, Gazz. Chim. Ital. **64**, 835, 1934.
69) O. D'Agostino, Gazz. Chim. Ital. **65**, 1071, 1935.
70) O. D'Agostino und E. Segré, Gazz. Chim. Ital. **65**, 1088, 1935.
71) M. Danysz, J. Rotblat, L. Wertenstein und M. Żyw, Nature **134**, 970, 1934.
72) M. J. Deisenroth-Myssowsky, I. Kurtschatow, G. Latyschew und L. Myssowsky, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **7**, 656, 1935.
73) M. J. Deisenroth-Myssowsky, G. D. Latyschew, L. I. Russinov und R. A. Eichelberger, C. R. USSR. **1**, 9, 351, 1936.
74) A. J. Dempster, Nature **138**, 120, 1936.
75) N. Dobrotin, C. R. USSR. **3**, 6, 291, 1936.
76) R. Döpel, Physik. Zeitschr. **37**, 96, 1936.
77) J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 587, 1934.

78) J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink und D. P. Mitchell, Phys. Rev. **47**, 416, 1935; **48**, 265, 1935.
79) J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink, D. P. Mitchell und E. Segré, Phys. Rev. **47**, 704, 1935; Atti Acc. Lincei **23**, 340, 1936.
80) J. R. Dunning, G. B. Pegram, D. P. Mitchell und G. A. Fink, Phys. Rev. **47**, 888, 1935.
81) J. R. Dunning, P. N. Powers und H. G. Beyer, Phys. Rev. **51**, 51, 1936.
82) W. M. Elsasser, C. R. **202**, 1029, 1936.
83) O. Erbacher und K. Philipp, Z. angew. Chem. **48**, 409, 1935.
84) M. Eremejew, I. Kurtschatow und G. Shchepkin, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **7**, 267, 1935.
85) W. Ehrenberg, Nature **136**, 870, 1935.
86) I. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **85**, 17; **86**, 132, 1933.
87) J. W. J. Fay und F. A. Paneth, J. chem. Soc. Lond. S. 384, 1936.
88) E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161, 1934.
89) E. Fermi, Ric. Scient. V–I, 283, 330, 1934; Nature **133**, 757, 1934.
90) E. Fermi, O. D'Agostino und F. Rasetti, Ric. Scient. V–I, 553, 1934.
91) E. Fermi, Nature **193**, 898, 1934.
92) E. Fermi, Nuovo Cim. **9**, 2, 429, 1934.
93) E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti und E. Segré, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 483, 1934.
94) E. Fermi, Zeeman Verhandelingen S. 128. The Hague-Martinus Nijhoff 1935.
95) E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, F. Rasetti und E. Segré, Ric. Scient. V–II, 280, 1934.
96) E. Fermi, B. Pontecorvo und F. Rasetti, Ric. Scient. V–II, 380, 1934.
97) E. Fermi und F. Rasetti, Nuovo Cim. **9**, 3, 201, 1935.
98) E. Fermi, Phys. Rev. **47**, 570, 1935.
99) E. Fermi und E. Amaldi, Ric. Scient. VI–II, 443, 1936.
100) E. Fermi, Ric. Scient. VII–II, 13, 1936.
101) G. A. Fink, J. R. Dunning, G. B. Pegram und D. P. Mitchell, Phys. Rev. **49**, 103, 1936.
102) G. A. Fink, J. R. Dunning und G. B. Pegram, Phys. Rev. **49**, 340, 1936.
103) G. A. Fink, Phys. Rev. **50**, 738, 1936.
104) R. Fleischmann und W. Bothe, Erg. exakt. Naturwiss. **13**, 1, 1934; **14**, 1, 1935.
105) R. Fleischmann, Z. Phys. **97**, 242, 265, 1935.
106) R. Fleischmann, Z. Phys. **103**, 113, 1936.
107) V. Fomin und F. G. Houtermans, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **9**, 273, 1936.
108) V. Fomin, F. G. Houtermans, A. I. Leipunsky und L. W. Schubnikow, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **9**, 697, 1936.
109) V. Fomin, F. G. Houtermans, I. W. Kurtschatow, A. I. Leipunski, L. Schubnikow und G. Shchepkin, Nature **138**, 326, 1936; Physik. Zeitschr. d. Sowjet **10**, 103, 1936.
110) V. Fomin, F. G. Houtermans, A. I. Leipunsky, L. B. Rusinow und L. W. Schubnikow, Nature **138**, 505, 1936.
111) R. Frisch und O. Stern, Z. Phys. **85**, 4, 1933.
112) R. Frisch, Nature **133**, 721, 1934.
113) O. R. Frisch und E. T. Sørensen, Nature **136**, 258, 1935.
114) O. R. Frisch, G. Hevesy und H. A. C. McKay, Nature **137**, 149, 1936.
115) O. R. Frisch und G. Placzek, Nature **137**, 357, 1936.
116) O. R. Frisch, Copenhagen Konferenz. 1936.
117) W. H. Furry, Phys. Rev. **50**, 381, 1936.
118) E. R. Gaerthner, J. J. Turin und H. R. Crane, Phys. Rev. **49**, 793, 1936.
119) M. Goldhaber, Nature **137**, 824, 1936.
120) H. H. Goldsmith und F. Rasetti, Phys. Rev. **50**, 328, 1936.
121) A. v. Grosse und M. S. Agruss, Ann. Chem. Soc. Journ. **57**, 438, 1935.
122) C. Haenny, C. R. **203**, 173, 1936.
123) O. Hahn und L. Meitner, Naturwiss. **23**, 37, 230, 1935.
124) O. Hahn und L. Meitner, Naturwiss. **23**, 320, 1935.
125) O. Hahn, L. Meitner und F. Strassmann, Ber. dtsch. chem. Ges. **69**, 905, 1936; Naturwiss. **23**, 544, 1935.
126) H. v. Halban und P. Preiswerk, Nature **136**, 951, 1935.
127) H. v. Halban und P. Preiswerk, C. R. **202**, 133, 1936.
128) H. v. Halban und P. Preiswerk, Kernphysik, in: E. Bretscher S. 42. Springer 1936.
129) H. v. Halban und P. Preiswerk, Nature **137**, 905, 1936.
130) H. v. Halban und P. Preiswerk, C. R. **203**, 73, 1936.
131) H. v. Halban und P. Preiswerk, Helv. Phys. Acta **9**, 318, 1936.
132) P. Harteck und Fr. Knauer, Naturwiss. **24**, 558, 1936.
133) M. C. Henderson, Phys. Rev. **47**, 855, 1935.
134) H. Herszfinkiel, J. Rotblat und M. Zyw, Nature **135**, 653, 1935.
135) H. Herszfinkiel und L. Wertenstein, Nature **137**, 106, 1936.
136) G. Hevesy und H. Levi, Nature **135**, 580, 1935.
137) G. Hevesy und H. Levi, Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab Matematisk fysiske Meddelelser XIV, 5, 136.
138) F. A. Heyn, Nature **138**, 723, 1936; **139**, 842, 1937.
139) F. L. Hopwood und T. A. Chalmers, Nature **135**, 341, 1935.
140) G. Hovay, Phys. Rev. **50**, 897, 1936.
141) R. Jaeckel, Z. Phys. **91**, 493, 1934.
142) C. H. Johnson und F. T. Hamblin, Nature **138**, 504, 1936.
143) S. Kikuchi, H. Husimi und H. Aoki, Nature **137**, 186, 1936.
144) E. J. Konopinski und G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **48**, 7, 1935.
145) F. N. D. Kurie, J. R. Richardson und A. C. Parxon, Phys. Rev. **49**, 368, 1936.
146) B. Kurtschatow, I. Kurtschatow, L. Myssowsky und L. Roussinow, C. R. **200**, 1201, 1935.
147) I. Kurtschatow, L. Nemenow, und I. Selinow, C. R. **200**, 2162, 1935.
148) I. Kurtschatow und G. Latyschew, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **7**, 652, 1935.
149) B. Kurtschatow, I. Kurtschatow und G. Latyschew, C. R. **200**, 1109, 1935.
150) I. W. Kurtschatow, G. D. Latyschew, L. M. Nemenow und I. P. Selinow, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **8**, 589, 1936.

151) I. Kurtschatow und G. Shchepkin, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **9**, 102, 1936.
152) R. Ladenburg, R. B. Roberts und M. B. Sampson, Phys. Rev. **47**, 467, 1935.
153) R. Ladenburg und R. B. Roberts, Phys. Rev. **50**, 1190, 1936.
154) L. J. Raslett, Phys. Rev. **51**, 22, 1937.
155) E. O. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 746, 1934; **47**, 17, 1935.
156) D. E. Lea, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 637, 1935.
157) A. Leipunsky und L. Rosenkewitsch, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **9**, 275, 1936.
158) W. F. Libby und E. L. Long, Phys. Rev. **50**, 575, 1936.
159) J. J. Livingood, Phys. Rev. **50**, 425, 1936.
160) M. S. Livingston, M. C. Henderson und E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 782, 1933.
161) P. I. Lukirskij und T. V. Careva, C. R. USSR. **3**, 393, 1935.
162) P. I. Lukirskij und T. V. Careva, C. R. USSR. **3**, 411, 1936.
163) E. M. Lyman, Phys. Rev. **51**, 1, 1937.
164) C. B. Madsen, Nature **138**, 722, 1936.
165) J. K. Marsh und S. Sugden, Nature **136**, 102, 1935.
166) J. C. McLennan, L. G. Grimmett und J. Read, Nature **135**, 147, 1935.
167) J. C. McLennan, L. G. Grimmett und J. Read, Nature **135**, 505, 1935.
168) J. C. McLennan und W. H. Rann, Nature **136**, 831, 1935.
169) L. Meitner, Naturwiss. **22**, 420, 1934.
170) L. Meitner und O. Hahn, Naturwiss. **24**, 158, 1936.
171) L. Meitner, Kernphysik in: E. Bretscher S. 24. Berlin 1936.
172) A. C. G. Mitchell und E. J. Murphy, Phys. Rev. **47**, 653, 1935.
173) A. C. G. Mitchell und E. J. Murphy, Phys. Rev. **47**, 881, 1935.
174) A. C. G. Mitchell, E. J. Murphy und L. M. Langer, Phys. Rev. **49**, 400, 1936.
175) A. C. G. Mitchell, E. J. Murphy und M. D. Whitaker, Phys. Rev. **49**, 401, 1936.
176) A. C. G. Mitchell, E. J. Murphy und M. D. Whitaker, Phys. Rev. **49**, 870, 1936; **50**, 133, 1936.
177) D. P. Mitchell, Phys. Rev. **49**, 453, 1936.
178) D. P. Mitchell, F. Rasetti, G. A. Fink und G. B. Pegram, Phys. Rev. **50**, 189, 1936.
179) D. P. Mitchell und P. N. Powers, Phys. Rev. **50**, 486, 1936.
180) P. B. Moon und T. R. Tillman, Nature **135**, 904, 1935; Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 476, 1936.
181) P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. (A) **48**, 648, 1936.
182) P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. (A) **48**, 658, 1936.
183) L. M. Mott-Smith und T. W. Bonner, Phys. Rev. **45**, 554, 1934.
184) M. E. Nahmias, C. R. **202**, 1050, 1936.
185) M. E. Nahmias und R. J. Walen, C. R. **203**, 71, 1936.
186) R. Naidu, Nature **137**, 578, 1936.
187) S. Nishikawa, S. Nakagawa und I. Sumoto, Proc. imp. Acad. Tokyo **12**, 128, 1936.
188) I. Noddack, Z. f. angew. Chem. **37**, 653, 1934.
189) M. L. E. Oliphant, P. Harteck und Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 692, 1934.
190) M. L. E. Oliphant, Kernphysik, in: E. Bretscher S. 62. Berlin 1936.
191) L. S. Ornstein, Proc. k. Akad. Amsterdam **39**, 810, 904, 1166, 1936.
192) F. A. Paneth und J. W. Fay, Nature **135**, 820, 1935.
193) F. A. Paneth und H. Loleit, Nature **136**, 950, 1935.
194) F. A. Paneth und E. Glückauf, Proc. Roy. Soc. (A) **157**, 412, 1936.
195) F. Perrin und W. M. Elsasser, C. R. **200**, 450, 1935.
196) B. Pontecorvo, Nuovo Cim. **9**, 3, 211, 1935.
197) B. Pontecorvo, Ric. Scient. VI–II, 145, 1935.
198) B. Pontecorvo und G. C. Wick, Ric. Scient. VII–I, 134, 220, 1936.
199) B. Pontecorvo, Ric. Scient. VII–II, 209, 1936; J. de Physique et Radium **7**, 511, 1936.
200) P. Preiswerk, C. R. **200**, 827, 1935.
201) P. Preiswerk und H. v. Halban, C. R. **201**, 722, 1935.
202) P. Preiswerk und H. v. Halban, Nature **136**, 1027, 1935.
203) P. Preiswerk und H. v. Halban, C. R. **202**, 840, 1936.
204) P. Preiswerk und H. v. Halban, Nature **138**, 163, 1936.
205) I. I. Rabi, J. M. B. Kellogg und J. R. Zacharias, Phys. Rev. **46**, 163, 1934.
206) F. Rasetti, Z. f. Phys. **78**, 165, 1932.
207) F. Rasetti, Z. f. Phys. **97**, 64, 1935.
208) F. Rasetti, E. Segrè, G. Fink, J. R. Dunning und G. B. Pegram, Phys. Rev. **49**, 104, 1936; Atti Accad. Lincei **23**, 343, 1936.
209) F. Rasetti, D. P. Mitchell, G. A. Fink und G. B. Pegram, Phys. Rev. **49**, 777, 1936.
210) F. Rasetti und G. A. Fink, Phys. Rev. **49**, 642, 1936.
211) J. R. Richardson, Phys. Rev. **49**, 203, 1936.
212) J. R. Richardson und F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **50**, 999, 1936.
213) L. N. Ridenour und M. Yost, Phys. Rev. **48**, 383, 1935.
214) D. Roaf, Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 568, 1936.
215) E. Rona und E. Neunniger, Wiener Akad. Anzeiger **27**, 1935; **73**, 159, 1936.
216) E. Rona und E. Neunniger, Naturwiss. **24**, 491, 1936.
217) J. Rotblat und M. Zyw, Nature **137**, 185, 1936.
218) J. Rotblat, Nature **138**, 202, 1936.
219) J. Rotblat, Nature **136**, 515, 1935.
220) J. Rotblat, Nature **138**, 545, 1936.
221) L. I. Rusinow und G. D. Latyschew, Physik. Zeitschr. d. Sowjet **9**, 287, 1936.
222) L. F. Rusinow, Phys. Zeitschr. d. Sowjet **10**, 218, 1936.
223) M. B. Sampson, L. N. Ridenour und W. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 382, 1936.
224) M. B. Sampson und W. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 732, 1936.
225) E. Segrè, Nuovo Cim. **9**, 3, 234, 1935.
226) E. Segrè, Ric. Scient. VII–I, 389, 1936.
227) E. Segrè und C. T. Zahn, Phys. Rev. **50**, 577, 1936.
228) G. J. Sizoo und C. P. Koene, Physica **3**, 1053, 1936.
229) A. H. Snell, Phys. Rev. **49**, 555, 1936.
230) L. Sosnowski, C. R. **200**, 446, 1935.
231) L. Sosnowski, C. R. **200**, 922, 1935.
232) L. Sosnowski, C. R. **200**, 1027, 1935.
233) S. Sugden, Nature **135**, 469, 1935.
234) L. Szilard und T. A. Chalmers, Nature **134**, 462, 1934.

235) L. Szilard und T. A. Chalmers, Nature **134**, 494, 1934.
236) L. Szilard und T. A. Chalmers, Nature **135**, 98, 1935.
237) L. Szilard, Nature **136**, 950, 1935.
238) H. J. Taylor und M. Goldhaber, Nature **135**, 341, 1935.
239) H. J. Taylor, Proc. Phys. Soc. **47**, 873, 1935.
240) J. Thibaud, C. R. **197**, 44, 1933.
241) J. R. Tillman und P. B. Moon, Nature **136**, 66, 1935.
242) J. R. Tillman, Nature **137**, 107, 1936.
243) J. R. Tillman, Proc. Phys. Soc. **48**, 642, 1936.
244) M. A. Tuve und L. R. Hafstad, Phys. Rev. **50**, 490, 1936.
245) S. N. van Voorhis, Phys. Rev. **50**, 895, 1936.
246) R. J. Walen, C. R. **202**, 1500, 1936.
247) D. F. Weekes, M. S. Livingston und H. A. Bethe, Phys. Rev. **49**, 471, 1936.
248) C. F. v. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813, 1936.
249) C. H. Westcott und T. Bjerge, Proc. Cambridge philos. Soc. **31**, 145, 1935.
250) C. H. Westcott und H. Niewodniczanski, Proc. Cambridge philos. Soc. **31**, 617, 1935.
251) G. C. Wick. Phys. Rev., **49**, 192, 1936.
252) G. C. Wick, Atti Accad. Lincei **23**, 774, 1936.
253) G. C. Wick, Physik. Zeitschr. **38**, 403, 1937.
254) D. M. Yost und R. G. Dickinson, Phys. Rev. **50**, 128, 1936.
255) C. T. Zahn, E. L. Harrington und S. Goudsmit, Phys. Rev. **50**, 570, 1936.
256) W. E. Lamb, Phys. Rev. **51**, 187, 1937.
257) J. H. E. Griffiths und L. Szilard, Nature **139**, 323, 1937.
258) J. G. Hoffman, M. S. Livingston und H. A. Bethe, Phys. Rev. **51**, 214, 1937.
259) H. A. Bethe und G. Placzek, Phys. Rev. **51**, 450, 1937.
260) N. Arley und G. Placzek, im Druck.
261) P. N. Powers, H. G. Beyer und J. R. Dunning, Phys. Rev. **51**, 371, 1937.
262) J. Veldkamp und K. S. Knol, Physica **4**, 166, 1937.
263) M. E. Nahmias und R. J. Walen, J. Physique et Radium **8**, 153, 1937.
264) R. B. Roberts, Phys. Rev. **51**, 810, 1937.
265) W. Y. Chang, M. Goldhaber und R. Sagane, Nature **139**, 962, 1937.
266) M. L. Pool, J. M. Cork und R. L. Thorton, Phys. Rev. **51**, 890, 1937.
267) C. H. Westcott, Proc. Cambridge philos. Soc. **33**, 122, 137, 1937.
268) O. R. Frisch, H. v. Halban und J. Koch, Nature **139**, 756, 1937.
269) T. Bjerge, Nature **139**, 756, 1937.
270) L. Meitner, O. Hahn, F. Strassmann, Z. f. Phys. **106**, 249, 1937.

Roma, R. Università degli Studi Istituto di Fisica.

(Eingegangen 2. August 1936.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Joh. Fischer, Einführung in die klassische Elektrodynamik. Berlin 1936. Julius Springer. RM 12.—, geb. RM 13.80.

Das vorliegende Buch will ausdrücklich kein Lehrbuch sein, sondern eine möglichst vollständige Beschreibung der elektrischen Vorgänge liefern. Klassisch bedeutet es also keinen Gegensatz zur Erkenntnis der quantenhaften Natur der Elektrizität, sondern es soll alles das beschrieben werden, was heute auf dem Gebiet der Elektrodynamik im wesentlichen als abgeschlossen gelten darf. Obwohl an sich kein Mangel an Fachwerken ähnlicher Natur herrscht, so muß man dem Verf. zugestehen, daß er die Aufgabe, die Elektrodynamik vom Gesichtspunkt des „Feldbegriffes" aus klar und einheitlich darzustellen, mit gutem Geschick und pädagogischem Verständnis gelöst hat. Darin liegt der wirkliche Wert dieses Werkes, das ja außer der Art der Darstellung nichts Neues bringen kann.

In der Einleitung werden die Voraussetzungen, das Ziel, die Geschichte und die physikalischen Größen der Elektrodynamik besprochen. Das erste große Kapitel bringt die Beschreibung der elektrischen und magnetischen Felder ohne wechselseitigen Zusammenhang, und gleicherweise das zweite große Kapitel die Behandlung dieser Felder in allen ihren wechselseitigen Verkettungen. Im dritten und letzten Abschnitt werden die Vorzüge und Mängel der verschiedenen Maßsysteme der Elektrizitätslehre kritisch gewürdigt, eine Darstellung der rechnerischen Behandlung periodischer Vorgänge gegeben und die Methoden und Formeln der Vektorenrechnung, soweit sie bei der Behandlung der Elektrodynamik benötigt werden, in einfacher Weise dargestellt.

Das Buch eignet sich für den Studierenden wohl weniger zum Gebrauch während einer Vorlesung, aber doch um so besser zur nachträglichen Überarbeitung des Vorlesungsstoffes, und in diesem Sinne kann die Anschaffung des Werkes nur empfohlen werden. Auch der Lehrer oder Techniker wird sich gern dieses Buches bedienen, wenn er sich um Probleme der Elektrodynamik bemüht und dabei auf eine gedrängte und abgerundete Darstellung des Stoffes Wert legt. Otterbein.

W. H. George, The Scientist in Action. A Scientific Study of his Methods. 355 S. Mit 30 Fig. London 1936. Williams u. Norgate. Sh. 10/6.

Den Inhalt dieses Buches bildet im wesentlichen eine Art behaviouristischer Psychologie der wissenschaftlichen Forschung, also einer systematischen Beschreibung davon, wie Wissenschaft eigentlich gemacht zu werden pflegt. Die drei Hauptabschnitte behandeln die wissenschaftliche Weltansicht, die Gewinnung wissenschaftlicher Tatsachen und die Anordnung dieser Tatsachen. Die physikalischen und biologischen Wissenschaften sind Objekt der Untersuchung; das Interesse der Resultate dürfte mehr auf psychologischem und soziologischem Gebiet liegen. Häufig werden philosophische Fragestellungen berührt, aber nur, um aus der

Wissenschaft verwiesen zu werden. Das Buch ist leicht lesbar und kann darum auch für einen Leser, dem der wissenschaftliche Wert seiner Ergebnisse nicht deutlich wird, anregend sein.

C. F. v. Weizsäcker.

A. Günther Schulze und H. Betz, Elektrolytkondensatoren, ihre Entwicklung, wissenschaftliche Grundlage, Herstellung, Messung und Verwendung. 178 S. Mit 126 Abb. Berlin 1937. M. Krayn. Geh. RM 14.—, geb. RM 16.—.

Die Elektrolytkondensatoren haben heute auf verschiedenen wichtigen Gebieten der Technik große Bedeutung erlangt. Trotzdem besteht vielfach noch eine erstaunliche Unklarheit über ihre Eigenschaften. Die Verfasser haben zum erstenmal den Stand der Technik klar herausgearbeitet, wobei sie sich auch auf eine große Zahl eigener Untersuchungen stützen. In einem Anhang sind sämtliche in Frage kommenden, bis Mai 1936 erteilten Patente zusammengestellt. Dadurch hat das Buch gerade für den Konstrukteur große praktische Bedeutung erlangt.

H. Ramm.

H. Jebsen-Marwedel, Glastechnische Fabrikationsfehler. 4°. X und 295 S. Mit 441 Abb. und 1 Tafel im Text. Berlin 1936. Julius Springer. Geh. RM 45.—, geb. RM 48.60.—.

Ein weites und für die Praxis so überaus wichtiges Gebiet der Technologie des Glases wird in dem vorliegenden Buch zum erstenmal zusammenfassend und in übersichtlicher Weise dargestellt. Nach einem einführenden Kapitel werden in zwei Hauptabschnitten die Erkennung, Ursachen und Vermeidung von Glasfehlern, die im wesentlichen auf Störungen der Homogenität zurückzuführen sind, behandelt, wobei der Verfasser neben seiner wissenschaftlichen Einstellung aus reicher eigener Betriebserfahrung schöpfen kann. Zur Beurteilung und Erklärung sowohl der Fehler an der Schmelzmasse (Schlieren, Blasen, Steinchen, Entglasung, Farbstich) wie auch derjenigen am Erzeugnis (Form-, Oberflächenfehler, Sprung- und Rißbildung) werden die verschiedensten physikalisch-chemischen Untersuchungsmethoden herangezogen. Es werden – um nur einige Probleme dieser Art zu nennen – die Strömungsverhältnisse in der Glaswanne, der Temperaturverlauf, Kristallisationserscheinungen, Gleichgewichte in der Schmelze, Viskosität, hydrolytische Zersetzung des Glases, optische Untersuchung von Spannungen, Bruchbedingungen usw. erörtert. Mit besonderem Nachdruck sei noch auf das umfassende und vorzügliche Bildmaterial verwiesen, das die Fehlererscheinungen auch für den Nichtfachmann sehr anschaulich macht. Wenn auch das Buch in erster Linie aus der Praxis für die Praxis geschrieben worden ist und somit die wissenschaftlichen Probleme sich an manchen Stellen bescheiden müssen, enthält es doch auch wieder zahlreiche Anregungen für den Forscher.

F. Oberlies.

Fr. Körber, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf, Bd. 18. 313 S. in 19 Lieferungen. Düsseldorf 1936. Verlag Stahleisen. Preis der einzelnen Lieferungen je nach Umfang verschieden.

Der Band XVIII (1936) bringt in 19 Lieferungen eine große Anzahl von Originalarbeiten, die die Vielseitigkeit dieses angesehenen Forschungsinstitutes widerspiegeln. Neben Arbeiten, die technisch wichtige Probleme mechanischer Art behandeln, finden wir solche, die sich mit der Kinetik polymorpher Umwandlungen in Legierungen, mit Phasengleichgewichten, mit der Verteilung von Sauerstoff zwischen Metallschmelze und Schlacke, mit der Bestimmung von Mischungs- und Bildungswärmen, mit magnetischer Aufbereitung von Erzen und anderen Problemen beschäftigen. Auch die reine chemische und physikalische Laboratoriumstechnik findet hier viele wertvolle Anregungen und Fortschritte, so z. B. in einer Arbeit über ein neues kombiniertes Farbpyrometer mit Vergleichslampe, durch das bei der Messung hoher Temperaturen gewisse bisher störende Fehlerquellen ausgeschaltet werden. Im letzten Heft wird in anregender Weise und unterstützt durch zahlreiche Abbildungen über den vollendeten großzügigen Neubau des Forschungsinstitutes berichtet.

E. Kordes.

Br. Lange, Die Photoelemente und ihre Anwendung. 2. Teil: Technische Anwendungen. Leipzig 1936. Joh. Ambr. Barth. RM 6.75.

Nachdem im ersten Band die physikalischen Grundlagen und die Entwicklung der Photoelemente behandelt wurden, macht uns der zweite Band mit den vielseitigen praktischen Anwendungen dieser Elemente bekannt. Und da es sich hierbei um ein Arbeitsgebiet handelt, zu dem der Verf. selbst viele wertvolle Beiträge geliefert hat, so ist das Buch mit Sachkenntnis geschrieben und vor allem das Wesentliche in den Vordergrund gerückt worden.

Seiner Bedeutung entsprechend wird der mechanische Aufbau der Photoelemente sehr ausführlich besprochen. Leistung und Empfindlichkeit werden soweit berücksichtigt, daß man auch auf die Grenzen der Anwendungsmöglichkeiten Schlüsse ziehen kann. In den nächsten Abschnitten folgt die eingehende Beschreibung der großen Zahl von Anwendungen der Photoelemente als Lichtmesser. Alle Arten von Beleuchtungsmessern für alle möglichen Zwecke, besonders natürlich photographische und photometrische Spezialgeräte, Fernübertragung von Meßgrößen, Verstärkereinrichtungen für sehr kleine Photoströme, photoelektrische Schalt- und Signaleinrichtungen lernen wir kennen und verstehen. Die Anwendungen auf den verschiedensten Arbeitsgebieten wie Physik, Chemie, Astronomie, Medizin und Biologie werden kurz gestreift, eigentlich mehr, um Anregungen zu geben. Begrüßenswert ist es, daß dem Photoelement als Energiequelle nur wenige Worte gewidmet sind, wie es ja auch der Bedeutung dieser Frage heute noch zukommt. Der Wunsch, es möchte doch einmal anders werden, bleibt zu erkennen, aber in dieser Frage ist die Wissenschaft von heute doch noch nicht die Technik von morgen.

Die Ausstattung des Buches ist ausgezeichnet und jeder, der mit Messungen des Lichtes zu tun hat, sollte nach dem Werke greifen, um Rat und Anregung darin zu suchen und zu finden.

Otterbein.

A. Nippoldt, Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. 8°. 128 S. Mit 9 Tafeln und 13 Abb. Berlin 1937. Walter de Gruyter u. Co. Samml. Göschen, Nr. 175. Geb. RM 1.62.

Kurz vor seinem Ableben konnte der Verfasser die vierte Auflage der kleinen Schrift vollenden, in der er ein umfassendes Bild der erdmagnetischen Verhältnisse und der verwandten Gebiete gibt. Auf engem Raum wird kurz, aber sehr verständlich der Magnetismus der Erde mit seinen Variationen und deren Ursachen behandelt. Der Erdstrom bildet den Gegenstand eines weiteren Kapitels, in dem die heutigen, noch nicht recht befriedigenden Kenntnisse dargestellt werden. Eine ausführliche Darstellung über das Polarlicht, seine Theorien und künstliche Erzeugung beschließt das kleine, aber inhaltsreiche Werk. R. Bock.

F. Schilling, Pseudosphärische hyperboisch-sphärische und elliptisch-sphärische Geometrie. Gr.-8°. VIII und 240 S. Mit 114 Fig. Leipzig und Berlin 1937. B. G. Teubner. Geb. RM 16.—.

Zweck des Buches ist es, besonders bequeme Zugänge zu den nichteuklidischen Geometrien zu schaffen. Im 1. Teile wird auf der Pseudosphäre selber die zugehörige Geometrie entwickelt, und zwar nur mit elementaren Hilfsmitteln. Im 2. bzw. 3. Teile wird das Entsprechende für die „imaginäre" bzw. für die reelle Halbkugel durchgeführt sowie die Übertragung beider Geometrien in die xy-Ebene gegeben. Alles in allem eine, viele Ausblicke bietende, äußerst sorgfältig durchgearbeitete und anschaulich geschriebene sowie durch zahlreiche Figuren und Beschreibungen von Experimenten unterstützte Darstellung, die auch für den Physiker zur Einführung wertvoll ist.

Haupt.

K. L. Wolf und H. G. Trieschmann, Praktische Einführung in die physikalische Chemie. 1. Teil. Kl.-8°. VIII und 114 S. Mit 32 Abb. Braunschweig 1937. Friedr. Vieweg u. Sohn. Geh. RM 4.80.

Mit diesem 1. Teil „Moleküle und Kräfte", dem ein 2. Teil „Die chemische Reaktion" bald folgen soll, beginnen die Verfasser ein Programm für die gesamte experimentelle Durchbildung des Chemikers in allgemeiner Chemie vorzulegen. In drei Abschnitten: I. Elektronen, Ionen, Atome, Moleküle; II. Gase; III. Flüssigkeiten, finden sich neben bekannten Versuchen — sei es aus der physikalischen Experimentalvorlesung, oder aus dem physikalischen Praktikum, oder aus dem üblichen Minimum an physikalisch-chemischem Praktikum — auch mehrere, in dieser Form früher noch nicht vorgeschlagene Übungsversuche. Da auch im 2. Teil der feste Zustand als solcher nicht behandelt werden soll, müßte diese für größere Gruppen, etwa Anorganiker, sehr fühlbare Lücke außerhalb des vorgeschlagenen Programms ausgefüllt werden. Der Text richtet sich teilweise als Anleitung an den ausführenden Studenten, teilweise aber auch — als Begründung der einzelnen Vorschläge über Zusammenfassung einzelner Versuchsgruppen u. ä., auch in seiner Fassung und mit Hinweisen auf spezielle Arbeiten — an den leitenden Dozenten.

Wichtiger als Einzelheiten ist jedoch die offenbare Absicht der Verfasser, eine einheitliche planmäßige experimentelle Ausbildung des Chemikers anzuregen, um ihm in zusammenhängender Form Kenntnis und Verständnis von allen allgemein wichtigen Gesichtspunkten zu vermitteln, die ihm heute geläufig sein müssen, um sich in der Vielfalt der chemischen Stoffe und Erscheinungen zurechtzufinden. Bei der gebotenen Rücksicht auf Kürze der Ausbildung, auf Vermeidung jeder Überschneidung und unnötigen Doppelbehandlung u. ä., bedarf es offenbar einer neuen Zeiteinteilung und Gruppierung des gesamten, auch des physikalischen Unterrichtsstoffes, um den Plan der Verfasser zu verwirklichen. Nach Erscheinen des 2. Teiles wird über die Einzelheiten näher zu sprechen sein. L. Ebert.

Berichtigung

zu E. Keutner und G. Potapenko, Dipolverluste und Molekülstruktur, Physik. Zeitschr. **38**, 635, 1937.

Die Formel in der Anmerkung 3 auf S. 636 muß lauten:

$$y = \frac{8\pi^2 \cdot c \cdot \eta \cdot a^3}{k \cdot T} \cdot \frac{\varepsilon + 2}{n^2 + 2}.$$

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. Carl Friedrich Freiherr v. Weizsäcker für theoretische Physik und Dr. Heinz Lettau für Geophysik, an der Universität Köln Dr. H. Berger für Chemie, an der Universität Szeged Dr. Endre J. Kocsis für analytische Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Ludwig Anschütz zum ord. Professor für organische Chemie ebenda, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Friedrich Müller zum ord. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie daselbst, der ord. Professor der Meteorologie an der Universität Berlin Dr. Heinrich v. Ficker zum ord. Professor für Physik der Erde an der Universität Wien und zugleich zum Leiter der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik daselbst.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathemathik an der Universität Leipzig Geheimer Hofrat Dr. Otto Hölder.

Gesuche.

Mechanikermeister

41 Jahre alt, Abit.-rient der Fachschule für Feinmechanik in Göttingen, in fester Stellung, **sucht** umständehalber **anderen Wirkungskreis** in Institut oder Industrie-Laboratorium. Ausführliche Angebote unter **S. H. 67** an den Verlag.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. II. Vj. 1937. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.